JAN 4 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 21. Ausgegeben am 8. Dezember 1925. No. 697. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Joos, Die korrespondenzmäßige Deutung des spontanen Auftretens von Spektrallinien des Typs *ms—nd*.

L. Schames, Über die Ableitung der Zustandsgleichung aus der spezifischen Wärme.

W. Kolhörster, Notiz zum Geigerschen Zähler.

Th. Wulf, Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Kolhörster.

G. Joos, Zur Frage nach der Natur der chemischen Bindung: der Bau von $SiCl_4$.

K. C. Kar, Die kinetische Theorie der Kompressibilität der Lösungen und binären Flüssigkeitsgemische. II.

A. Steichen, Färbung rotierender Scheiben bei doppelter Beleuchtung.

K. Kohl, Verwendung des Reißeffektes bei der Messung von Kapazitäten.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10. bis 16. September 1925:

E. Waetzmann, Moderne Probleme der Akustik.

M. Rusch, Über das Verhalten der Gasatome gegenüber langsamen Elektronen.

O. Klemperer, Über Geschwindigkeitsverluste von Kathodenstrahlen in Metallfolien.

G. Jaffé, Über den Gleichverteilungssatz.

L. Szilard, Über selektive Zerstreuung von Röntgenstrahlen.

Zusammenfassende Berichte:

H. B. Dorgelo, Die photographische Spektralphotometrie.

Besprechungen:

E. Mosch, Lehrbuch der Physik. (Oberstufe) 1. u. 2. Heft.

L. A. Ott, Theorie und Konstantenbestimmung des hydrometrischen Flügels.

J. Czochralski, Moderne Metallkunde in Theorie und Praxis.

F. Klein, Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus. I. Band.

Personalien. Gesuche.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Elektronen-Röhren

von

Prof. Dr. H. Barkhausen

I. Band: Elektronentheoretische Grundlagen, Verstärker. Mit 54 Abbildungen. 2., umgearbeitete Auflage. 1924. VI und 140 Seiten. 8°. Ungeb. M. 4.—, geb. M. 5.50.

II. Band: Röhrensender. Mit 69 Abbildungen. 1925. VI und 118 Seiten. 8°. Ungeb. M. 4.—, geb. M. 5.50.

Neuste Konstruktion!

Kugelspiegel. D.R.P. 360314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 21. 1. November 1925. Redaktionsschluß für No. 23 am 10. November 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Joos, Die korrespondenzmäßige Deutung des spontanen Auftretens von Spektrallinien des Typs *ms—nd*. S. 729.

L. Schames, Über die Ableitung der Zustandsgleichung aus der spezifischen Wärme. S. 731.

W. Kolhörster, Notiz zum Geigerschen Zähler. S. 732.

Th. Wulf, Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Kolhörster. S. 734.

G. Joos, Zur Frage nach der Natur der chemischen Bindung: der Bau von $SiCl_4$. S. 734.

K. C. Kar, Die kinetische Theorie der Kompressibilität der Lösungen und binären Flüssigkeitsgemische. II. S. 737.

A. Steichen, Färbung rotierender Scheiben bei doppelter Beleuchtung. S. 739.

K. Kohl, Verwendung des Reißeffektes bei der Messung von Kapazitäten. S. 739.

Vorträge und Diskussionen des „III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925":

E. Waetzmann, Moderne Probleme der Akustik. S. 740.

M. Rusch, Über das Verhalten der Gasatome gegenüber langsamen Elektronen. S. 748.

O. Klemperer, Über Geschwindigkeitsverluste von Kathodenstrahlen in Metallfolien. S. 751.

G. Jaffé, Über den Gleichverteilungssatz. S. 752.

L. Szilard, Über selektive Zerstreuung von Röntgenstrahlen. S. 755.

Zusammenfassende Berichte:

H. B. Dorgelo, Die photographische Spektralphotometrie. S. 756.

Besprechungen:

E. Mosch, Lehrbuch der Physik (Oberstufe). 1. u. 2. Heft. S. 794.

L. A. Ott, Theorie und Konstantenbestimmung des hydrometrischen Flügels. S. 795.

J. Czochralsky, Moderne Metallkunde in Theorie und Praxis. S. 795.

F. Klein, Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus. 3. Aufl. I. Bd. S. 796.

Personalien. S. 796.

Gesuche. S. 796.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die korrespondenzmäßige Deutung des spontanen Auftretens von Spektrallinien des Typs *ms—nd*.

Von Georg Joos.

Bei Kalium wurde das Auftreten der nach dem Auswahlprinzip verbotenen Linie $1s—3d$ unter solchen Umständen (Absorption bei ganz niedrigem Druck[1])) beobachtet, daß die gewöhnliche Erklärung für das Auftreten verbotener Übergänge, nämlich starke intermolekulare elektrische Felder, schlechterdings nicht stichhaltig ist. Da die azimutale Quantenzahl k einem Perihelumlauf der Bahnellipse, oder, wie wir auch sagen können, einer Drehung des Koordinatensystems der Bahn des Leuchtelektrons zugeordnet ist, müssen wir aus dem Auftreten von Übergängen, bei denen k nicht um $+1$ springt, schließen, daß diese Drehung des Koordinatensystems nicht gleichförmig erfolgt, sondern „Oberschwingungen" hat. Wie können solche nun zustandekommen? Zunächst könnte man an folgendes denken: Bei Tauchbahnen, zu denen die $1s$-Bahn sicher gehört, ist die Drehung des mit der Bahnellipse verbundenen Koordinatensystems durchaus nicht gleichförmig, sondern die Achse bleibt stehen, solange das Elektron außerhalb der auf einer Kugelfläche verteilt gedachten Rumpfladung sich befindet, während die Drehung beim Durchlaufen der inneren Schleife erfolgt. Die Winkelgeschwindigkeit dieser Drehbewegung ist also eine periodische Funktion der Zeit, und zwar ist die Grundperiode dieser Funktion diejenige des Bahnumlaufs. Denn die Winkelgeschwindigkeit hängt nur ab von der Lage des Elektrons in der Bahn. Berücksichtigen wir nur die Grundfrequenz, was bei dieser orientierenden Betrachtung genügt, so können wir für den Winkel ψ, den die große Achse der Ellipse mit einer im Rumpf festen Richtung bildet, schreiben

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\psi}{dt} &= 2\pi\nu_2(1-\varrho\sin 2\pi\nu_1 t) \\ \psi &= 2\pi\nu_2 t + \varrho\cdot\frac{\nu_2}{\nu_1}\cos 2\pi\nu_1 t. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Nennen wir die Koordinaten des Leuchtelektrons im bewegten System ζ und η, so sind diejenigen im festen System

$$\left.\begin{aligned} x &= \xi\cos\psi - \eta\sin\psi \\ y &= \xi\sin\psi + \eta\cos\psi. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

ξ und η lassen sich aber in bekannter Weise durch Fourierreihen mit der Grundfrequenz ν_1 darstellen:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \sum_\tau A_\tau\cos 2\pi\tau\nu_1 t \\ \eta &= \sum_\tau B_\tau\sin 2\pi\tau\nu_1 t. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

1) S. Datta, Proc. Roy. Soc. **99**, 69, 1921; **101**, 530, 1922.

Wendet man die Transformationsformeln (2) an, so erhält man für x und y Glieder der Form

$$A_\tau \cos 2\pi\tau\nu_1 t \cos\left[2\pi\nu_2 t + \varrho\frac{\nu_2}{\nu_1}\cos 2\pi\nu_1 t\right]$$

und solche, bei denen statt sin cos steht. Jedes Glied läßt sich nach dem Additionstheorem der trigonometrischen Funktionen zerlegen in zwei Summanden der Form

$$\cos 2\pi\tau\nu_1 t \cos 2\pi\nu_2 t \cdot \cos\left(\varrho\frac{\nu_2}{\nu_1}\cos 2\pi\nu_1 t\right) - \cos 2\pi\tau\nu_1 t \cdot \sin 2\pi\nu_2 t \cdot \sin\left(\varrho\frac{\nu_2}{\nu_1}\cos 2\pi\nu_1 t\right).$$

Der dritte Faktor dieser Produkte läßt sich aber wieder als Fourierreihe mit der Grundfrequenz ν_1 entwickeln, wobei die Koeffizienten Besselsche Funktionen von $\varrho\frac{\nu_2}{\nu_1}$ werden. Jedes Glied der so entstehenden Reihe ist von der Form

$$C_{\tau,\sigma}\cos 2\pi\tau\nu_1 t \cdot \cos 2\pi\nu_2 t \cdot \cos 2\pi\sigma\nu_1 t.$$

Wie man sieht, läßt sich der erste und dritte Faktor wieder umformen zu

$$^1/_2\cos 2\pi(\tau+\sigma)\nu_1 t + {}^1/_2\cos 2\pi(\tau-\sigma)\nu_1 t.$$

Durch Ordnen und Zusammenfassen aller Glieder mit gleichen vielfachen von $\nu_1 t$ erhält man eine neue mit $\cos 2\pi\nu_2 t$ multiplizierte Fourier-Reihe, deren Koeffizienten gegenüber dem gedrehten System andere Werte erhalten haben. Von der Periode der Koordinatensystemdrehung sind aber keine höheren Harmonischen aufgetreten. Dadurch ist das Verfahren gerechtfertigt, das F. C. Hoyt[1]) kürzlich bei der Fourieranalyse von Tauchbahnen anwandte: Er zerlegte die Bewegung des Elektrons von vornherein in eine gleichförmige Drehung des Koordinatensystems und eine kompliziertere im gedrehten System die er so bestimmte, daß sie im ruhenden eine den größten Teil der Zeit feststehende Ellipse ergibt. Zu einer Erklärung des Sprungs von k um zwei Einheiten kann man also auf diese Weise nicht kommen.

Wir müssen vielmehr, um Harmonische der Drehbewegung zu erhalten, annehmen, daß die Drehgeschwindigkeit eine Funktion des Winkels ψ ist. Da nur periodische Funktionen in Frage kommen, setzen wir

$$\frac{d\psi}{dt} = 2\pi\nu_2(1+\varrho\cos\psi) \qquad (4)$$

für kleine ϱ erhalten wir als Integral

$$\psi - \varrho\sin\psi = 2\pi\nu_2 t. \qquad (5)$$

Jetzt besteht zwischen dem Winkel ψ und der Größe $2\pi\nu_2 t$ derselbe Zusammenhang wie zwischen der exzentrischen Anomalie und der mittleren Anomalie bei der Keplerellipse. Wir können also für die Fourierentwicklung von $\cos\psi$ und $\sin\psi$ die viel gebrauchten Formeln für die x- und y-Koordinaten eines in einer Keplerellipse umlaufenden Punktes anwenden, wobei nur beachtet werden muß, daß der Nullpunkt der X-Achse in unserem Fall nicht der Brennpunkt, sondern der Mittelpunkt der Ellipse ist. Auf diese Weise wird[2]):

$$\left.\begin{aligned}\cos\psi &= -\frac{\varrho}{2} + \sum_{\sigma=1}^{\infty}\left[\frac{1}{\sigma}\left(J_{\sigma-1}(\sigma\varrho) - J_{\sigma+1}(\sigma\varrho)\right)\right]\cos 2\pi\sigma\nu_2 t\\ \sin\psi &= \sum_{\sigma=1}^{\infty}\left[\frac{1}{\sigma}J_{\sigma+1}(\sigma\varrho) + J_{\sigma-1}(\sigma\varrho)\right]\sin 2\pi\sigma\nu_2 t.\end{aligned}\right| \qquad (6)$$

Durch Einsetzen von (6) und (3) in (2) erkennt man, daß nun auch alle Oberschwingungen von ν_2 sowie ein Glied, daß nur ν_1 enthält, auftreten.

Um also die Änderungen von k, die nicht gleich $+1$ sind, korrespondenzmäßig zu erklären, müssen wir annehmen, daß die Winkelgeschwindigkeit der Periheldrehung von dem Winkel abhängt, den die Achse der Bahnellipse mit einer festen Richtung im Rumpf bildet. Die Ursache davon kann zweierlei Art sein: 1. Bei Tauchbahnen ist die Ersatzfläche, auf der die Rumpfladung verteilt gedacht wird, keine Kugel. 2. Bei nicht eindringenden Bahnen ist das Rumpfpotential nicht zylindersymmetrisch. Da es sich um eine vom s-Term ausgehende Absorptionslinie handelt, möchten wir annehmen, daß der erste Fall vorliegt. Mit unseren Modellvorstellungen ist die Annahme eines asphärischen Rumpfs wohl vereinbar. Man braucht der „Ersatzfläche" z. B. nur die Form eines Rotationsellipsoids zu geben und das Leuchtelektron annähernd in der Meridianebene laufend zu denken.

1) F. C. Hoyt, Phys. Rev. **25**, 174, 1925.
2) Formeln z. B. bei Born, Atommechanik, S. 166.

Jena, Phys. Inst. d. Univ., September 1925.

(Eingegangen am 3. Oktober 1925.)

Über die Ableitung der Zustandsgleichung aus der spezifischen Wärme.

Von Léon Schames.

§ 1. In den letzten Jahren haben eine Reihe von Forschern versucht, aus der empirisch bestimmten Abhängigkeit der spezifischen Wärme c_p von p und T durch zweimalige Integration der Clausiusschen Gleichung

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -A \cdot T\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p \qquad (1)$$

zu einer Zustandsgleichung zu gelangen. Jedoch ist dieses Problem bisher noch in keinem Fall streng gelöst worden, und zwar liegt die Schwierigkeit darin, die Integrationsgrenzen bzw. die Integrationskonstanten richtig zu bestimmen. In seiner Arbeit über Stickstoff diskutiert Plank[1]) die unteren Integrationsgrenzen überhaupt gar nicht, er vernachlässigt sie vielmehr vollkommen, was bei seiner Funktion gleichbedeutend damit ist, daß er beide $= \infty$ setzt; Jakob[2]) gelangt bei seinem graphischen Verfahren für beide Integrationsgrenzen zum gleichen Wert, und zwar zur Temperatur des Boylepunktes. In einer späteren Arbeit über Wasserdampf nimmt Plank[3]) auch einen gleichen Wert für beide Integrationsgrenzen, und zwar linear von p abhängig, wobei der Ausgangswert (für $p = 0$) wohl auch mit der Temperatur des Boylepunktes identisch sein sollte. Knoblauch, Raisch und Hausen[4]) nehmen als erste Integrationsgrenze $T = \infty$, wobei „wegen des Überganges in den idealen Gaszustand $(\partial v/\partial T)_p = R/p$ werden" sollte; die zweite Integrationsgrenze diskutieren sie nicht, sie führen vielmehr eine empirisch bestimmte Druckfunktion als Integrationskonstante ein.

Wir wollen in folgendem den Zusammenhang dieses Problems mit demjenigen der charakteristischen Kurven[5]) zeigen und es auf diesem Wege theoretisch lösen.

§ 2. Als charakteristische Kurven haben wir (l. c.) solche bezeichnet, auf denen bestimmte Eigenschaften des Idealgasgesetzes erfüllt sind. Wir behandelten bisher

I. die differentiale Boylekurve $(\partial v/\partial p)_T = -v/p$
II. die integrale Boyle-Kurve $pv = RT$
III. die differentiale Gay-Lussac-Kurve $(\partial v/\partial T)_p = v/T$
IV. die integrale Gay-Lussac-Kurve $\Delta J_T = 0$
V. die differentiale Joule-Kurve $(\partial p/\partial T)_v = p/T$
VI. die integrale Joule-Kurve $\Delta U_T = 0$
VII. die Kurve $\int_x^T \left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right] d\left(\frac{1}{T}\right)_p = 0$
VIII. die Kurve $\int_x^T a\, d\left(\frac{1}{T}\right)_d = 0$
IX. die Regnault-Kurve $(\partial^2 v/\partial T^2)_p = 0$
X. die Young-Kurve $(\partial^2 p/\partial T^2)_v = 0$

Zu diesen nehmen wir jetzt 3 weitere neu hinzu, nämlich

Ia. die Kurve idealer Kompressibilität $(\partial v/\partial p)_T = -RT/p^2$
IIIa. die Kurve idealer Ausdehnung $(\partial v/\partial T)_p = R/p$
Va. die Kurve idealer Spannung $(\partial p/\partial T)_v = R/v$.

Man sieht ohne weiteres, daß Ia mit I, IIIa mit III, Va mit V identisch wird, wenn gleichzeitig die Bedingung der Kurve II erfüllt ist, d. h. mit anderen Worten, es existiert je ein gemeinsamer Schnittpunkt von drei Kurven (I, Ia, II bzw. III, IIIa, II bzw. V, Va, II). Von den neuen Kurven interessiert uns hier speziell diejenige idealer Ausdehnung (IIIa). Um den Anfangspunkt dieser Kurve im Avogadroschen Zustand festzulegen, differenzieren wir die für diesen Zustand geltende Zustandsgleichung

$$v = RT/p + B$$

partiell nach T

$$(\partial v/\partial T)_p = R/p + dB/dT.$$

Bedingung IIIa gibt sodann

$$dB/dT = 0, \qquad (2)$$

also hat hier der II. Virialkoeffizient sein Maximum, was aber die Kennzeichnung des Joulepunktes ist. Hiermit ist bewiesen, daß die Kurve der idealen Ausdehnung im Avogadroschen Zustand im Joulepunkt beginnt. Nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung gibt es keinen Joulepunkt, diese Gleichung führt vielmehr für die Kurve IIIa, wie einfache Rechnung ergibt, zu einer Geraden im Druck-Temperatur-Diagramm[1]):

$$\pi = \frac{81}{32}(8\Theta - 1). \qquad (3)$$

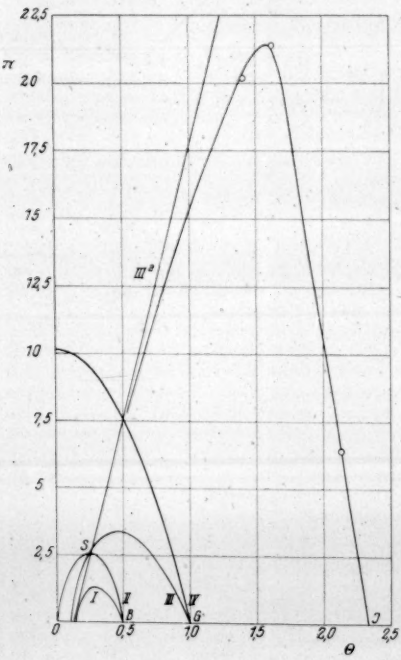
Wir geben diese Gerade[2]) in der Figur zu-

1) R. Plank, Physik. Zeitschr. **11**, 636, 1910.
2) M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. D. Ing. 1912, S. 1980.
3) R. Plank, Zeitschr. d. Ver. D. Ing. 1916, S. 187.
4) O. Knoblauch, E. Raisch und H. Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf, 1923.
5) L. Schames, Ann. d. Phys. **57**, 321, 1918.

1) Vgl. die Figur bei L. Schames, Physik. Zeitschrift **22**, 645, 1921.
2) Diese Gerade ist übrigens identisch mit den van der Waalsschen Isochoren

$$\vartheta = \frac{3}{2} \qquad (3a)$$

sammen mit den früher behandelten charakteristischen Kurven nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung. In der Nähe des dreifachen Schnittpunkts S liegen Messungen an Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Kohlensäure von Amagat vor, die mit der van der Waalsschen Geraden (3) genügend übereinstimmen. Über den weiteren Verlauf der effektiven Kurve III a erhalten wir durch die Messungen Amagats



an Wasserstoff Aufschluß (in der Figur durch Kreise markiert). Danach hat die Kurve parabolischen Charakter; sie hat ein Maximum bei $\Theta \sim 1{,}55$ und führt zum Joulepunkt J bei $\Theta_J \sim 2{,}33$. Da bisher der Joulepunkt nur durch das sehr flache Maximum des II. Virialkoeffizienten zu ermitteln war, so ist hierdurch ein anderer Weg zu seiner Ermittlung gegeben, aber er ist nur gangbar, wenn sehr exakte Messungen vorliegen (diejenigen von Amagat für Wasserstoff liegen gerade noch an der erforderlichen Genauigkeitsgrenze).

§ 3. Nunmehr ist die theoretische Lösung unseres Problems einfach. Gleichung (1) ist zuerst von der Kurve III a aus zu integrieren, auf welcher ja nach Definition $(\partial v/\partial T)_p = R/p$, das gibt also

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p} - \frac{1}{A}\int_{\text{III a}}^{T} \frac{1}{T}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dT; \qquad (4)$$

die zweite Integration ist dann von der II. charakteristischen Kurve aus vorzunehmen, also

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{1}{A}\int_{\text{II}}^{T} dT \int_{\text{III a}}^{T} \frac{1}{T}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dT. \qquad (5)$$

Die unteren Integrationsgrenzen (-temperaturen) sind Funktionen des Drucks; im Grenzfall $p = 0$, also im Avogadroschen Zustand, sind die unteren Integrationsgrenzen die Temperaturen des Joule- bzw. Boylepunktes.

Mit Gleichung (5) ist unsere Aufgabe theoretisch gelöst; ihre praktische Anwendung kann graphisch erfolgen, oder rechnerisch wenn c_p als Druck- und Temperaturfunktion analytisch ausgedrückt ist. Die bisherigen Versuche dies zu tun, sind noch nicht einwandfrei, weil sie nicht zu richtigen Grenzwerten führen.

Frankfurt a/M., im September 1925.

(Eingegangen 2. Oktober 1925.)

Notiz zum Geigerschen Zähler.

Von Werner Kolhörster.

Vor kurzem erschien in dieser Zeitschrift ein Aufsatz von Wulf[1]), in welchem über Erfahrungen und Vereinfachungen bei Zählversuchen mit dem Geigerschen Spitzenzähler[2]) berichtet wird. Eine große Leydener Flasche, die mit einer Influenzmaschine leicht aufzuladen ist, ersetzt die Hochspannungsbatterie und an Stelle des Elektrometers mit Hochspannungswiderstand tritt, wenn man nur akustisch zählen will, ein hochohmiges Telephon. Verwendet man die üblichen Spitzen mit einem wirksamen Bereich von 1000—2000 Volt, so kann man nur kurze Zeit mit einer einzigen Ladung der Leydener Flasche beobachten. Bei gröberen Spitzen — Wulf fand Grammophonnadeln sehr geeignet, weil sie erst zwischen 2000—3000 Volt ansprechen — treten die Elektrizitätsverluste über die Isolation weniger in Erscheinung, so daß z. B. Wulf in der Lage war, mit einer Leydener Flasche von $^1/_2$ qm Oberfläche etwa 15 Minuten lang zählen zu können. Dies Verhalten erklärt sich aus der sogenannten Charak-

1) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **26**, 382, 1925.
2) H. Geiger, Verh. d. D. Physik. Ges. **15**, 534, 1913; Physik. Zeitschr. **14**, 1129, 1913.

teristik der Zähler[1]). Denn der wirksame Bereich der Zähler, d. h. die Spannung, bei der der Zähler anspricht, bis zu der, bei welcher er Strom gibt, vergrößert sich um so mehr, je höher die Spannung am Zähler sein muß, damit er zu arbeiten beginnt (l. c.). Dementsprechend sind auch die Isolationsverluste bei höherer Spannung von geringerer Bedeutung. Jedoch wird selbst bei dieser Anordnung noch das häufige Aufladen und Einregulieren der Spannung bei längerer Beobachtung lästig fallen. Deshalb ist das Aufladen der Leydener Flasche durch ein kleines Induktorium bequemer, wobei eine gewöhnliche Stahlnadel als Gleichrichter dienen kann. Es gelingt unschwer, durch Nähern oder Entfernen der Spitze die gewünschte Spannung auf der Kapazität zu erzielen. In ähnlicher Weise, jedoch mit niedervoltigen Spitzen im Zähler, wurden schon seit 1914 die Versuche am Physikalischen Institut der Universität Halle bei der Experimentalvorlesung von Dorn gezeigt, von 1920 an mit Verstärkerröhren und Telephon durch Herweg.

Man kann aber die Anordnung noch weiter vereinfachen und sogar das Telephon weglassen. Schiebt man nämlich über einen offenen Zähler einen passenden kurzen Rohrstutzen, der den Zähler um 1—2 cm überragt, so findet man bald durch Verlängern oder Verkürzen den Punkt, bei dem das von dem Rohr begrenzte Luftvolumen in Resonanz mit den Knackgeräuschen des Zählers kommt. Die einzelnen Stöße werden dadurch so laut hörbar, daß man sie im Zimmer, auch ohne Verwendung eines Telephons, gut wahrnehmen kann. Schließlich hört man bei offenem Zähler sogar ohne diese Resonanzvorrichtung noch die einzelnen Knackgeräusche, jedoch natürlich viel leiser, so daß man in diesem Falle wohl meist den summenden Induktor, der die Leydener Flasche auflädt, weglassen wird. Dies dürfte die einfachste, noch verwendbare Anordnung sein.

Ich arbeitete seinerzeit daran, den Zähler für die Beobachtung von Rückstoßatomen verwendbar zu machen, führte zu diesem Zweck erst Vorversuche an α-Teilchen aus und fand, daß offene Zähler zu leicht einstauben und dadurch häufig Störungen ausgesetzt sind. Erst geschlossene Zähler, deren Eintrittsöffnung durch dünne Aluminium- oder Glimmerfolien von einigen Zentimetern Luftäquivalent Dicke verschlossen ist, arbeiteten jederzeit einwandfrei. Übereinstimmend mit Wulfs Angaben war ein Einfluß des Materials der Spitze nicht feststellbar; jedoch zeigte sich, daß Form und Feinheit der Spitze nicht allein für die Höhe der notwendigen Spannung maßgebend sind, daß vielmehr auch noch der Abstand der Spitze vom Deckel mitspricht: bei Änderung zwischen 2 bis 7 mm trat ein Optimum für 3—5 mm Spitzenabstand ein. Ferner arbeiteten die Zähler im allgemeinen bei Unterdruck[1]) besser als bei Atmosphärendruck, allerdings verringerte sich mit Abnahme des Druckes der wirksame Bereich schließlich immer schneller. Im Wasserstoff lag das sogenannte Minimumpotential, d. h. die Spannung, bei welcher der Zähler gerade auf die Strahlenart anzusprechen beginnt, niedriger als in Luft, wie auch Wulf angibt. Im Gegensatz zu seinem Befund war aber der wirksame Bereich sowohl für α- wie β-Teilchen in Wasserstoff etwa doppelt so breit als in Luft. Während nun Wulf die Vereinfachung der Anordnung in Richtung höherer Potentiale durchgeführt hat, habe ich seinerzeit versucht, mit niedrigeren Spannungen zum Ziele zu gelangen. Denn für die allgemeine Verwendbarkeit der Zähler ist vielfach der Umstand von Bedeutung, daß man unbequem hohe Spannungen braucht. Leider ergab die Charakteristik verschiedener Zähler, daß es ausgeschlossen ist, die Spannung so weit herabzusetzen, daß man etwa mit der Lichtleitung (220 Volt) die Zähler betreiben könnte. Denn die Zähler sprechen nur bis zu etwa 5 mm *Hg*-Druck an, wobei die Spannung erst auf 400—500 Volt herabgesetzt ist. Zum bequemen Arbeiten muß man schon Drucke von mindestens 10—20 mm *Hg* und Spannungen von 450—700 Volt anwenden. Man hat jedoch den Vorteil, daß nunmehr nur die Hälfte des sonst notwendigen Potentials gebraucht wird. Diese Spannungen sind heute nicht mehr allzu teuer erreichbar und werden am einfachsten durch käufliche Anodenbatterien hergerichtet; man kann auch, wie ich es seinerzeit getan habe, Taschenlampenbatterien zusammenstellen, eventuell auch einige Zambonisäulen benutzen. Die evakuierten Zähler sind verhältnismäßig leicht anzufertigen und können fabrikmäßig geliefert werden. Sie lassen sich selbst aus Glas herstellen, das innen versilbert wird.

Die Anordnung würde also folgendermaßen aussehen: Ein auf etwa 20 mm *Hg*-Druck evakuierter und abgeschmolzener Zähler, etwa acht Anodenbatterien zu 90 Volt Spannung und, da bei geschlossenem Zähler die Knackgeräusche nicht mehr deutlich hörbar sind, ein hochohmiges Telephon, das sich besonders gut zum Studium dieser Erscheinungen eignet, wie Wulf in seiner oben zitierten ausführlichen Arbeit gezeigt hat. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der Sicherheit,

1) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **2**, 257, 1920.

1) Vgl. die Fig. 2 u. 3 l. c.

mit der der Zähler arbeitet, und in der Möglichkeit, auch ohne irgendein Elektrometer das Potential genügend genau einregulieren zu können.

Betreffs Erklärung der Wirkungsweise der Zähler möchte ich noch eine Beobachtung anführen, die vielleicht hierfür von Bedeutung werden könnte. Ein seinerzeit häufig benutzter Zähler mit parabolischer Platinspitze zeigte auf dem matten Weiß des Platin gut ausgeprägte Interferenzfarben. Die Nadel wurde an verschiedenen Stellen ausgemessen und zeigte Rot bei 0,07, 0,12, 0,25, 0,43 mm Abstand von der Spitze. Die Schicht, die diese Farben bildete, verschwand durch Abätzen, bestand also wohl aus zerstäubtem Messing von den Wandungen des Zählers, obwohl Glimmstrom bei dem Zähler nie beobachtet worden war. Man kann aus den Farben auf die Dicke der Schicht und auf die Menge des dort niedergeschlagenen Messings schließen und hat dadurch vielleicht ein Mittel an der Hand, die Feldverteilung an der Spitze genauer zu studieren, was für die Erklärung der Wirkungsweise des Zählers von Bedeutung sein könnte.

(Eingegangen 29. August 1925.)

Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Kolhörster.

Von Theodor Wulf.

Herr Kolhörster hatte die Freundlichkeit, mir die obenstehende Notiz zur Gegenäußerung vorzulegen. Ich habe nicht viel darauf zu erwidern. Wenn ich (und mehrere andere, die seitdem über die Spitzenkammer gearbeitet haben) die Arbeit von Herrn Kolhörster bedauerlicherweise übersehen habe, so kommt das offenbar von dem Titel der Arbeit her, „Zählung und Reichweite von Rückstoßatomen des Thor *C* und Thor *C*“, der allgemeine Bemerkungen über die Spitzenkammer nicht leicht vermuten läßt.

Über die abweichenden Ergebnisse verschiedener Beobachter ist meine Auffassung (bis zum endgültigen Entscheid durch weitere Versuche) diese: Da die Kammer wegen kleinster Stäubchen ganz oder teilweise versagt, so sind solche Abweichungen sehr leicht möglich. Da aber diese Stäubchen nur immer nach der Seite einfließen, daß sie die Wirkungsweise herabsetzen, so darf man von vornherein die Beobachtungen, die einen größeren Wirkungsbereich einer Einrichtung ergeben, für die wahrscheinlicheren halten und das wären in dem Fall der Wasserstoffatmosphäre die Kolhörsterschen.

Herr Kolhörster verweist erneut auf seine Anwendung von vermindertem Druck in den Kammern, und etwa 700 Volt aus käuflichen Anodenbatterien als Spannungsquelle. Mir scheint nach wie vor eine Anordnung, die keine luftdicht schließenden Zellen benötigt und darum auch leichtes Auswechseln der Spitzen gestattet und die statt jedesmal mehrere Anodenbatterien (die nur sehr beschränkte Zeit halten) kaufen zu müssen, ein Influenzmaschinchen braucht, das sich in der bescheidensten Sammlung findet, für Demonstrationsversuche einfacher, zumal sie die günstigste Spannung immer von selber annimmt.

(Eingegangen 30. September 1925.)

Zur Frage nach der Natur der chemischen Bindung: der Bau von $SiCl_4$.

Von Georg Joos.

Vom Standpunkt der modellmäßigen Deutung chemischer Vorgänge drängt sich, worauf K. Fajans[1]) und der Verf. in einer Untersuchung über die bei der chemischen Bindung eintretenden Veränderungen der optischen Eigenschaften hingewiesen haben, die Frage auf: Findet bei der Vereinigung von entgegengesetzt geladenen Ionen zu einem Komplex (Molekül oder Gitter) lediglich eine der Feldwirkung entsprechende Deformation der Elektronenhüllen (Stark-Effekt im inhomogenen Feld) statt oder stellt die fertige Verbindung ein ganz neues System mit neuen Quantenbahnen dar? Da bei der ersten Art von Bindung (Kosselscher Verbindungstyp) der Zusammenhalt im wesentlichen durch elektrostatische Kräfte bewirkt ist, lassen sich bei ihr viele Eigenschaften der Verbindung aus denen der Ionen berechnen. Im zweiten Fall dagegen, der sicher bei nichtpolaren Bindungen wie H_2 vorliegt, aber auch bei polaren Verbindungen möglich ist, fehlt zurzeit noch jeder Ansatz zu einer rechnerischen Behandlung. Um die Reichweite der ersten Vorstellung zu ermitteln, bleibt, wie F. Hund in seiner Arbeit über den Bau von H_2O und NH_3 betonte, nichts übrig, als die Rechnung auf Grund der ersten Annahme an einer Anzahl typischer Verbindungen durchzuführen und durch Vergleich mit der Beobachtung sich ein Urteil über die Berechtigung der Annahme zu bilden. Nach den Rechnungen von M. Born, W.

1) K. Fajans u. G. Joos, Zeitschr. f. Phys 23, 1, 1924.

Heisenberg, H. Kornfeld und F. Hund[1]) gibt die Vorstellung einer im wesentlichen elektrostatischen Bindung fertiger Ionen bei Berücksichtigung ihrer Polarisierbarkeit für HCl, H_2O, NH_3, CO_3 einen guten Anschluß an die Beobachtung. Dabei muß allerdings betont werden, daß die Einführung von Abstoßungskräften zwischen den Elektronenhüllen oder zwischen Elektronenhülle des Halogenions und Wasserstoffkern schon eine Abkehr von der reinen Elektrostatik bedeutet, denn wenn man sich diese Kräfte durch würfelförmige Anordnung der Elektronen in den edelgasähnlichen Schalen veranschaulicht, so könnte rein elektrostatisch sich im stabilen Gleichgewicht nie eine solche Orientierung der Gebilde einstellen, daß Abstoßung eintritt.

Durch die Arbeit von A. Fowler[2]) über die Spektren von Si in verschiedenen Ionisierungsstufen wird ein neuer Verbindungstyp der Rechnung zugänglich: $SiCl_4$. Mit Hilfe der Fowlerschen Ergebnisse können wir die beim Zusammentritt der Ionen Si^{++++} und $4\,Cl^-$ freiwerdende Energie unter Zuhilfenahme thermochemischer Messungen berechnen. Dieselbe Größe können wir aber auch aus Modellvorstellungen über den Bau von $SiCl_4$ elektrostatisch finden, so daß die mehr oder minder gute Übereinstimmung ein Urteil über die Berechtigung der zugrundeliegenden Vorstellung gestattet. Um U thermochemisch zu berechnen, zerlegen wir die Reaktion

$$[Si] + 2\,[Cl_2] = [SiCl_4] + 122 \text{ Kal}$$

in Einzelprozesse nach folgendem Schema:

$$[Si] \xrightarrow{Q} \{Si\} \xrightarrow{J} \{Si^{++++}\} \searrow$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad u \quad \{SiCl_4\}.$$
$$2\,[Cl_2] \xrightarrow{2D} 4\,\{Cl\} \xrightarrow{4E} 4\,\{Cl^-\} \nearrow$$

Zu den hier eingehenden Größen ist folgendes zu bemerken: Verdampfungswärme Q des Si: Direkte Messungen fehlen. Ihre Größenordnung beträgt, aus der von Pt geschätzt, 100 Kal. Da diese Zahl gegen die Ionisierungsarbeit J klein ist, hat ein verhältnißmäßig großer Fehler keinen wesentlichen Einfluß auf das Ergebnis. Ionisierungsarbeit J: Nach Fowler betragen die 4 Ionisierungsspannungen des Si: 1. 7,9 V; 2. 16,27 V; 3. 31,66 V; 4. 44,95 V. 1. und 3. sind etwas unsicher, doch können die angegebenen Zahlen nur zu klein sein, und außerdem läßt der Gang der sukzessiven Ionisierungsarbeiten, wie er von andern Elementen her bekannt ist, bei festgelegter 2. und 4. Ionisierungsspannung nur noch wenig Spielraum in der Nähe der angegebenen Zahlen. Dissoziationsarbeit D: der im Landolt-Börnstein angegebene Wert beträgt 54 Kal/Mol.

Elektronenaffinität E des Cl: Die spektroskopische Methode[1]) gibt in guter Übereinstimmung mit Rechnungen aus Kristallgittern 89 Kal.

Verbindungswärme R: Die in der Reaktionsgleichung angegebene Zahl ist die im Landolt-Börnstein angegebene, für die Bildung von gasförmigem $SiCl_4$ geltende.

Rechnet man die Ionisierungsarbeit in Kal. um, so erhält man für die bei der Vereinigung der Ionen freiwerdende Energie U die Gleichung

$$\begin{array}{cccccc} -Q & -J & -2D & +4E & +U & R \\ -100 & -2333 & -108 & +356 & +U & =122 \end{array}$$

Hieraus $U = 2307$ Kal.

Dabei sind, wie in der Thermodynamik üblich, alle zugeführten Energiebeträge negativ, alle freiwerdenden positiv gerechnet.

U soll nun andererseits aus Modellvorstellungen berechnet werden. Aus Symmetriegründen bleibt für die Anordnung der Ionen nur die Figur eines regulären Tetraeders, in dessen Mittelpunkt das Si^{++++}, in dessen Ecken die Cl-Ionen sitzen. Bezeichnen wir die Kantenlänge des Tetraeders mit r, so wird die Entfernung der Ecken vom Mittelpunkt

$$\varrho = \frac{r}{4}\sqrt{6} = 0{,}6123\, r.$$

Ferner brauchen wir noch den Winkel φ, den die Verbindungslinie Ecke—Mittelpunkt mit den Kanten bildet, dieser beträgt $35^0\,17'$.

Die zu berechnende Größe U erhalten wir als die Summe der Potentiale aller zwischen den Ionen wirkenden Kräfte. Diese sind:

1. Die Anziehung $Si^{++++}—Cl^-$: Da diese Kraft viermal auftritt, beträgt die von ihr herrührende potentielle Energie mit Rücksicht auf die oben für das Vorzeichen getroffene Festsetzung

$$\frac{4 \cdot 4\,e^2}{\varrho} = 26{,}13\,\frac{e^2}{r}.$$

2. Die Abstoßung $Cl^- — Cl^-$: Wir haben vier einfache Ladungen im gegenseitigen Abstand r, das Potential dieser Kräfte beträgt also $6\,e^2/r$.

3. Wechselwirkung zwischen den Elektronenhüllen der Cl^--Ionen und der Ladung des Si^{++++}: Nach den Rechnungen von K. Fajans

1) M. Born u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. 23, 388, 1924; **26**, 196, 1924; H. Kornfeld, Zeitschr. f. Phys. **26**, 205, 1924; F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **31**, 81, 1925; **32**, 1, 1925.

2) A. Fowler, Phil. Trans. A 225, 1, 1925.

1) E. v. Angerer, Zeitschr. f. Phys. **11**, 167, 1922.

und K. F. Herzfeld[1]) läßt sich in den Gittern der Alkalihalogenide das Kraftfeld der Elektronenhülle des Cl^- darstellen als das Feld von acht in den Ecken eines Würfels sitzenden Elektronen, wobei die dem Würfel umschriebene Kugel einen Radius von $a = 0{,}953$ A. E. besitzt. Die acht Ladungen werden in erster Näherung durch die Kernladung kompensiert[2]), das Potential des Würfels beträgt daher nach Born[3]) in der Entfernung ϱ

$$\varphi = 14/9\, e^2 \frac{a^4}{\varrho^5} f(\alpha, \beta, \gamma).$$

Die von der Orientierung des Würfels in bezug auf die Verbindungslinie Kugelmittelpunkt—Aufpunkt abhängige Funktion $f(\alpha,\beta,\gamma)$ schwankt zwischen $+2$ und -12, derart, daß sie im Mittel über alle Orientierungen verschwindet. Da sich am Aufpunkt vier Elementarladungen befinden und die Kraft viermal auftritt, haben wir als Beitrag zu U die Größe

$$\frac{16 \cdot 14}{9 \cdot 0{,}612^5} \cdot \frac{a^4}{r^5} f(\alpha, \beta, \gamma).$$

4. Wechselwirkung zwischen der Elektronenhülle des Si^{++++} und den Ladungen der Cl^--Ionen: Für diese Kraft gilt dieselbe Formel wie für 3., wenn man unter a jetzt den Radius der dem Si^{++++} umbeschriebenen Kugel versteht. Nun ist diese aber nach unseren Modellvorstellungen klein gegen die um das Cl^- beschriebene, infolgedessen kann die 4. Potenz unbedenklich gegen a^4 vernachlässigt werden; d. h. man darf das Si^{++++}-Ion als Punktladung behandeln. Da damit alle individuellen Eigenschaften des Si^{++++} verschwinden, gilt die Berechnung von U dann auch innerhalb der hier erreichbaren Genauigkeit für CCl_4.

5. Wechselwirkung zwischen den Elektronenhüllen der Cl^--Ionen: Diese Kraft kommt wie 2. sechsmal vor, das Gesamtpotential beträgt dann nach Born

$$6 \cdot \frac{14}{9} \frac{a^8}{r^9} g.$$

Die von der Orientierung der Kuben gegeneinander abhängige Funktion g ist von etwa gleicher Größenordnung wie f in 3. Da $a \leq r/2$ sein muß, sieht man, daß 5. klein gegen 3. wird. Die einzige Kraft, welche der Anziehung der entgegengesetzt geladenen Ionen das Gleichgewicht halten kann, ist also 3.

Wir fordern daher, daß die Orientierung der Würfel eine solche ist, daß maximale Abstoßung herauskommt. Dies ist dann der Fall, wenn die Würfelflächen senkrecht auf der Verbindungslinie Ecke—Mittelpunkt des Tetraeders stehen. Dann beträgt das gesamte Potential der Abstoßung

$$477 \cdot 10^{-32} \frac{e^2}{r^5}.$$

Wären die Cl^--Ionen starre Gebilde, so wären die bisher aufgezählten Kräfte für das Gleichgewicht maßgebend. Es ist aber weiter zu berücksichtigen, daß die Cl^--Ionen unter dem Einfluß des auf sie wirkenden Feldes zu Dipolen werden. Die Richtung des resultierenden Feldes muß dabei zum Mittelpunkt gehen, und wegen der überwiegenden Ladung des Si^{++++} muß die negative Ladung des entstehenden Dipols dem Mittelpunkt zugewandt sein. Daraus ergeben sich folgende Zusatzkräfte:

6. Anziehung Si^{++++}-Dipol: Bezeichnet man das Moment des Dipols seinem Betrag nach mit p, so wird der Gesamtbeitrag dieser viermal auftretenden Kraft zum Potential: $+42{,}67\, ep/r^2$.

7. Abstoßung: Dipol—Cl^-: Jeder der vier Dipole steht drei in gleicher Entfernung r befindlichen Elementarladungen gegenüber, insgesamt erhält man für das Potential dieser Kräfte

$$-\frac{12\, ep \cos\varphi}{r^2} = -9{,}798 \frac{ep}{r^2}.$$

8. Abstoßung der Dipole: Da sich die gleichnamigen Ladungen der Dipole näher stehen, bleibt zwischen je zweien derselben eine Abstoßung von der Größe $\frac{p^2}{r^3}(1+\cos^2\varphi)$. Im ganzen erhält man wegen des sechsmaligen Auftretens und des Wertes von φ $-\frac{10\, p^2}{r^3}$.

9. Eigenenergie des Dipols: Bezeichnet man die Deformierbarkeit, d. h. das Verhältnis von Dipolmoment zur erzeugenden Feldstärke mit α, so ist die potentielle Energie eines Dipols $p^2/2\alpha$. α folgt seinerseits aus der Molekularrefraktion für ∞ lange Wellen durch die Beziehung

$$\alpha = \frac{3}{4\pi L} R_\infty$$

(L Loschmidtsche Zahl).

Die Molekularrefraktion des freien Cl-Ions beträgt nach Fajans und Joos 9, während sie in der Bindung mit Si^{++++} auf 7 gesunken ist. In erster Näherung erhält man dann die zur Erzeugung des Dipols aufzuwendende Arbeit, wenn man mit einer mittleren Deformierbarkeit

1) K. Fajans u. K. F. Herzfeld, Zeitschr. f. Phys. **2**, 309, 1920.

2) Die Überschußladung von einer Einheit ist bereits berücksichtigt.

3) M. Born, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **20**, 230, 1918.

rechnet, also R_x gleich 8 setzt. Da 4 Dipole gebildet werden, beträgt das Potential im ganzen

$$-\frac{2p^2}{a} = -6{,}344 \cdot 10^{23} p^2.$$

Durch Addition der von den einzelnen Kräften herrührenden Arbeitsbeträge erhält man

$$\left.\begin{aligned} U = 20{,}13\,\frac{e^2}{r} + 32{,}87\,\frac{ep}{r^2} - 10\,\frac{p^2}{r^3} \\ - 477 \cdot 10^{-32}\frac{e^2}{r^5} - 6{,}344 \cdot 10^{23} p^2. \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Im Gleichgewicht muß sein

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\partial U}{\partial p} = 0. \quad (2)$$

Dies gibt für r und p die beiden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} 0 = -20{,}13\,\frac{e^2}{r^2} - 65{,}74\,\frac{ep}{r^3} \\ + \frac{30p^2}{r^4} + 2385 \cdot 10^{-32}\frac{e^2}{r^6}. \end{aligned}\right| \quad (3)$$

$$0 = 32{,}87\,\frac{e}{r^2} - 20\,\frac{p}{r^3} - 12{,}688 \cdot 10^{23} p^2. \quad (4)$$

Die beiden Gleichungen werden befriedigt durch

$$r = 2{,}588 \text{ A.E.}; \; p = 2{,}027 \cdot 10^{-8} e.$$

Bei den 8 Ladungen der Cl^--Ionen bedeutet das Dipolmoment eine Verschiebung des Schwerpunktes der negativen Ladung um 0,25 A.E. Setzt man die gefundenen Zahlen in (1) ein, so erhält man

$$U = 8{,}639\ 10^8 \cdot e \cdot L \text{ erg oder } 2847 \text{ Kal.}$$

Die Differenz gegenüber dem aus spektroskopischen und thermochemischen Daten gefundenen Wert von 2307 Kal beträgt also 540 Kal oder 23,5 Proz. Wenn auch diese Differenz, die übrigens nicht größer ist, als bei ähnlichen Modellberechnungen, zunächst recht beträchtlich erscheint, so zeigt eine nähere Überlegung, daß bei der immer noch sehr schematischen Rechnung keine bessere Übereinstimmung zu erwarten ist. Es ist nämlich sehr wahrscheinlich, daß bei der Deformation auch das Abstoßungspotential der Elektronenhülle des Cl^--Ions verändert wird. Gibt man aber dem Cl^--Würfel eine nur wenig vergrößerte Dimension, so wird U sehr stark verändert. Um den richtigen Wert von U zu erhalten, müßte man a von 0,935 auf 1,025 A.E. vergrößern, was zu etwas größeren Dimensionen des Modells, nämlich 2,9 A.E., führt. Durch verbesserte Werte der Ionisierungsspannungen des Si kann ferner, wie schon eingangs erwähnt, der thermochemische Wert von U noch etwas vergrößert werden, so daß die Diskrepanz vermindert wird.

Zusammenfassung.

Stellt man sich die $SiCl_4$-Molekel aus tetraedrisch angeordneten Cl^-- und einem im Mittelpunkt befindlichen Si^{++++}-Ion aufgebaut vor, so ergibt die elektrostatische Rechnung, wenn man für die Eigenschaften der Cl^--Ionen die aus Kristallgittern ermittelten Daten zugrunde legt, eine Entfernung der Mittelpunkte der Cl^--Ionen von 2,59 A.E. Die beim Zusammentritt der Ionen freiwerdende Energie ergibt sich zu 2847 Kal/Mol, während aus spektroskopischen und thermochemischen Daten diese Energie zu 2301 Kal/Mol folgt. Um völlige Übereinstimmung zu erzielen, müßte die dem Cl^--Ion umbeschriebene Kugel gegenüber ihrer aus Kristallgittern ermittelten Größe um 7 Proz. vergrößert werden. In Anbetracht der gegenüber der Wirklichkeit sehr schematischen Rechnung ist diese Übereinstimmung als befriedigend anzusehen, so daß auch für diesen Verbindungstyp das Bild der polaren Bindung den Sachverhalt gut wiedergibt.

Jena, Phys. Inst. d. Univ., Oktober 1925.

(Eingegangen am 10. Oktober 1925.)

Die kinetische Theorie der Kompressibilität der Lösungen und binären Flüssigkeitsgemische. II.

Von K. C. Kar.

In meiner früheren Arbeit[1]) wurden einige Formeln für die Kompressibilität von Lösungen und binären Flüssigkeitsgemischen abgeleitet und bestätigt. Im Abschnitt I der vorliegenden Arbeit zeigen wir, daß die in der zitierten Arbeit abgeleitete Formel für Lösungen in Übereinstimmung ist mit der empirischen Formel von Gilbault[2]) und verifizieren wir meine theoretische Formel durch Betrachtung einer größeren Anzahl von Salzlösungen. Im Abschnitt II soll die Kompressibilität der mischbaren und nichtmischbaren Flüssigkeitsgemische betrachtet werden.

I.

Gilbault machte in seiner bereits genannten Arbeit wahrscheinlich, daß bei gegebener Tem-

1) K. C. Kar, Physik. Zeitschr. **26**, 465, 1925.
2) Gilbault, Zeitschr. f. phys. Chem. **24**, 385, 1897.

peratur sich die Kompressibilität darstellen läßt durch:

$$\frac{\log \beta_0 - \log \beta_k}{k} \cdot \frac{\varrho_k}{\varrho_0} = c \text{ [1]}. \qquad (1)$$

Hierin ist β_0 bzw. ϱ_0 die kubische Kompressibilität und die Dichte des Lösungsmittels, β_k bzw. ϱ_k sind die entsprechenden Werte für die Lösung, k die Konzentration des gelösten Stoffes, c eine Konstante. Dabei möchten wir bemerken, daß Gilbault für k die Molekularkonzentration des gelösten Stoffes genommen hat. Wir wollen aber in dieser Arbeit k definieren als $\frac{m_2}{m_1}$, wo m_2 und m_1 die Gewichte des Salzes und des Lösungsmittels sind. Definiert man k in dieser Weise, so findet man als Mittelwert der Konstanten $c = 2{,}01$ mit Benutzung der Kompressibilitätswerte nach Gilbault u. a. Nehmen wir daher $c = 2$, so erhalten wir:

$$\log \frac{\beta_0}{\beta_k} = \frac{2 \varrho_0 k}{\varrho_k}. \qquad (2)$$

Vernachlässigt man die Änderung der Volumen der Lösung, so haben wir:

$$\frac{\varrho_0}{\varrho_k} = \frac{1}{1+k}. \qquad (3)$$

Kombiniert man (2) und (3), so erhält man nach Umformung:

$$\frac{\beta_0}{\beta_k} = e^{\frac{2k}{1+k}}. \qquad (4)$$

In dem Falle verdünnter Lösungen haben wir:

$$\frac{\beta_0}{\beta_k} = 1 + \frac{2k}{1+k} \qquad (5)$$

oder

$$\beta_k = \frac{1+k}{1+3k} \cdot \beta_0. \qquad (6)$$

In verdünnten Lösungen ist $k \ll 1$; wir erhalten daher nach algebraischer Umformung:

$$\beta_k = \frac{1}{1+2k} \cdot \beta_0, \qquad (7)$$

auf welche Form Gl. (5) meiner ersten Arbeit [2] leicht gebracht werden kann.

Geben wir nun tabellarisch die beobachtete und nach meiner Formel berechnete Kompressibilität einiger Salze, die noch nicht betrachtet waren.

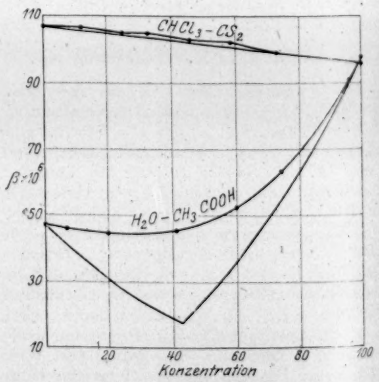
1) Die Bezeichnungen in dieser Formel weichen von den Gibaultschen ab.
2) l. c. S. 465.

Wässerige Lösungen.

Lösungen	Konzentration %	Temp.	Druck (Atm.)	$\beta \times 10^6$ beob.	$\beta \times 10^6$ berechn.
Rohrzucker	5	12,4° C	152,3	44,3	41,5
„	10	12,4	152,3	42,7	37,1
„	15	12,4	152,3	41,1	32,7
$MgSO_4$	6,23	12,0	304	36,5	40,1
„	10,51	12,0	304	33,0	36,6
„	16,06	12,0	304	29,6	31,5
Na_2SO_4	10,22	18,35	8	37,2	36,4
Li_2SO_4	7,14	17,79	1	37,8	39,1
„	14,16	18,16	1	30,7	33,7
NH_4NO_3	5,26	17,75	1	43,9	41,5
„	6,23	17,68	1	43,5	40,5
„	10,87	18,30	1	41,8	36,8
„	12,60	17,94	1	41,2	36,2
NH_4Cl	3,51	18,0	8	45,6	42,8
„	7,23	17,9	8	41,7	39,5
„	11,62	20,85	8	40,8	35,8
$SrCl_2$	1,25	0	1	53,7	50,1
„	6,45	0	1	45,7	44,0
„	17,70	0	1	35,7	34,6
„	27,26	0	1	30,6	27,0
NaJ	9,51	18,0	1	42,7	37,6
„	18,75	17,99	1	39,7	30,4

II.

In der ersten Arbeit wurde die Kompressibilität von Alkohol-Wasser- und Alkohol-Schwefelkohlenstoffgemischen bei verschiedener Konzentration graphisch dargestellt. In diesem Abschnitt nehmen wir die Gelegenheit wahr, die theoretischen und experimentellen Kurven von Chloroform-Schwefelkohlenstoff (nichtmischbar) und Wasser-Essigsäuregemischen (mischbar) zu geben.



Aus der Figur ersieht man, daß in dem Falle der Wasser-Essigsäuregemische zwischen der Konzentration 20 und 60 die theoretischen Werte sich von der beobachteten Kompressi-

bilität unterscheiden. Dieser Unterschied kann leicht erklärt werden, wenn wir uns erinnern, daß die abgeleiteten Formeln nur für verdünnte Lösungen gültig sind. Schließlich möchte ich noch bemerken, daß ich hoffe, die Kompressibilitätstheorie der konzentrierten Lösungen baldigst entwickeln zu können.

Kalkutta, Juli 1925.

(Eingegangen 11. August 1925.)

Färbung rotierender Scheiben bei doppelter Beleuchtung.

(Ein Nachtrag.)

Von A. Steichen.

Im 24. Jahrgang dieser Zeitschrift, S. 112ff., teilte ich Beobachtungen über komplementäre Farben auf rotierenden Scheiben mit. Das wesentliche Ergebnis dieser Mitteilung war wie folgt:

Man läßt Scheiben, auf denen schwarze und weiße Felder aufeinander folgen, rasch umlaufen und beleuchtet sie gleichzeitig mit zwei Lichtquellen, einer stetigen und einer intermittierenden. Bringt man dann ein farbiges Glas in den Strahlengang des intermittierenden Lichtes, so färben sich die weißen Felder mit der Farbe des intermittierenden Lichtes, die schwarzen Felder nehmen die dazu komplementäre Färbung an.

Diese Mitteilung möchte ich in zwei Punkten erweitern.

1. Farbige Gläser im stetigen Licht.

In der ursprünglichen Anordnung ist das stetige Licht sehr schwach. Farbige Gläser absorbieren nahezu alles stetige Licht. Benutzt man jedoch als stetige Lichtquelle eine Bogenlampe und schwächt, wenn nötig, gleichzeitig das intermittierende Licht etwas ab, so erscheint komplementäre Färbung auf der Scheibe bei Einschaltung farbiger Gläser in den Strahlengang des stetigen Lichtes. Nur ist jetzt alles gegen früher vertauscht. Die schwarzen Felder nehmen die Farbe des Lichtes, die weißen Felder die dazu komplementäre Färbung an. Natürlich handelt es sich auch hier um Ringe auf der Scheibe, in denen schwarze und weiße Flächen auf einander folgen. Ununterbrochene schwarze Ringe bleiben schwarz.

Der Farbenkontrast im ursprünglichen Versuche wird sehr verstärkt, wenn man gleichzeitig komplementär gefärbte Gläser in den Strahlengang beider Lampen bringt, etwa ein rotes Glas in das intermittierende und ein grünes Glas in das stetige Licht oder umgekehrt.

2. Durchlochte oder ausgeschnittene Scheiben.

Anstatt Scheiben mit schwarzen und weißen Feldern kann man auch durchlochte oder ausgeschnittene Scheiben benutzen. Die Löcher oder Ausschnitte verhalten sich dann ebenso wie die schwarzen Felder in der ersten Anordnung. Das ist auch zu erwarten. Für das Auge ist es gleichgültig, ob die Reflexion des Lichtes an der Scheibe verhindert wird durch Absorption an einer schwarzen Fläche, oder durch Passieren einer Öffnung in der Scheibe. Das Farbenspiel auf stark ausgeschnittenen Scheiben ist fein und zart; die Scheibe erscheint durchsichtig.

Bombay (Indien), St. Xaviers College, 12. September 1925.

(Eingegangen 28. September 1925.)

Verwendung des Reißeffektes bei der Messung von Kapazitäten.

Von Karl Kohl.

Kürzlich ist in dieser Zeitschrift eine Arbeit von H. Löwy[1]): „Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern" erschienen, in der die Beobachtung des Abreißens der durch Elektronenröhren erregten Schwingungen Verwendung findet. Bereits vor etwa $1^1/_2$ Jahren habe ich ebenfalls solche Versuche bei Kapazitätsmessungen angestellt und möchte im folgenden hier noch über diese Versuche berichten; insbesondere deshalb, da merkwürdigerweise dieser Effekt für Zwecke der Meßtechnik, soweit mir bekannt, bis jetzt wenig Beachtung gefunden hat. Von besonderem Wert ist die Methode sodann deshalb, weil sie sich mit einfachen Mitteln und zugleich als objektive Methode leicht durchführen läßt. So läßt sich z. B. der häufig vorkommende Fall: Durcheichen eines Drehkondensators außerordentlich rasch und einfach erledigen.

Das Prinzip der Messung ist das folgende: Erregt man in einem Schwingungskreis durch Rückkopplung vermittels einer Elektronenröhre ungedämpfte Schwingungen, so reißen die Schwingungen bei Vergrößerung der Kapazität des Schwingungskreises, wenn das schwingende System im übrigen ungeändert bleibt, stets bei dem gleichen Kapazitätswerte ab. Die Kapazi-

1) Physik. Zeitschr. **26**, 648, 1925.

tätsmessung durch Substitution erfolgt sodann so, daß die zu messende Kapazität parallel zu dem geeichten Drehkondensator gelegt wird. Die Differenz der Kapazitätswerte ohne und mit parallel geschalteter Kapazität ergibt den gesuchten Kapazitätswert.

Im einzelnen sei folgendes mitgeteilt: In den Anodenkreis einer Elektronenröhre (z. B. Empfängerröhre) legt man den Schwingungskreis, bestehend aus Kapazität (z. B. Drehkondensator max. etwa 2500 cm) und Selbstinduktion (z. B. Honigwabenspulen 50—1500 Windungen) und koppelt letztere mit der im Gitterkreis liegenden Selbstinduktion. Bei entsprechend starker Rückkopplung treten bekanntlich in einem derartigen System ungedämpfte Schwingungen auf. Als Indikator für die Schwingungen kann man ein Telephon in den Anodenkreis legen für den Fall, daß die Schwingungen noch im Hörbereich liegen. Man beobachtet dann bei allmählicher Vergrößerung der Kapazität zunächst eine Vertiefung des Tones, schließlich bei einem bestimmten Kapazitätswerte ein plötzliches Aufhören des Tones und damit ein Abreißen der Schwingungen. Als Indikator für höherfrequente Schwingungen erweist sich ein Gleichstrommilliamperemeter im Anodenkreis als geeignet. Da die entstehenden Schwingungen im allgemeinen nicht sinusförmig sind, so tritt ein Gleichrichtungseffekt auf, der sich im Milliamperemeter im allgemeinen durch ein Springen des Anodenstromes auf einen höheren Wert gegenüber dem Ruhestrom beim Einsetzen der Schwingungen anzeigt. Beim Aussetzen der Schwingungen tritt umgekehrt ein rasches Abfallen des Anodenstromes auf den Ruhestrom ein[1]). Diese letztere Anodenstromänderung wird in unserem Falle beobachtet. Noch günstiger ist es, als Indikator für die Schwingungen den Audiongleichrichtungseffekt zu benützen und vor das Gitter eine durch einen großen Widerstand überbrückte Kapazität zu legen. Es tritt dann ein Fallen des Anodenstromes beim Einsetzen und ein Steigen beim Aussetzen der Schwingungen ein. Die Lage des Abreißpunktes der Schwingungen bei einem bestimmten Kapazitätswerte hängt von der Stärke der Rückkopplung ab. Mit zunehmender Rückkopplung wandert der Abreißpunkt nach größeren Kapazitätswerten. Wird nur die Kapazität stetig vergrößert und die übrigen Elemente des schwingenden Systems ungeändert gelassen, so liegt der Abreißpunkt äußerst scharf und unveränderlich. Ferner läßt sich das Springen des Anodenstroms außerordentlich gut beobachten. Die Untersuchung mit den mir zur Verfügung stehenden Drehkondensatoren mit Feineinstellung ergab, daß der Abreißbereich noch unterhalb der Einstell- und Ablesegenauigkeit lag, also noch unterhalb von 1 cm. Mit einem Drehkondensator mit Mikrometereinstellung und Noniusablesung würde noch eine wesentlich größere Genauigkeit erreicht werden. Bei genaueren Messungen erweist sich Ferneinstellung des Kondensators und Abschirmung gegen die Umgebung als notwendig.

Erwähnt möge noch werden, daß Vorversuche angestellt wurden diese Methode auch zur Messung der Dielektrizitätskonstante von Flüssigkeiten mit Leitfähigkeit zu verwenden. Unter Messung der Leitfähigkeit und Verwendung von Eichkurven für den Abreißpunkt ergab sich das Verfahren als weitgehend geeignet. Weitere Mitteilungen hierüber werden in einer späteren Arbeit noch erfolgen.

Erlangen, Physikalisches Institut der Universität, den 27. Oktober 1925.

(Eingegangen 29. Oktober 1925.)

1) Durch entsprechend hohe Gittervorspannung läßt sich übrigens die ganze Erscheinung umkehren, d. h. Absinken des Anodenstromes beim Einsetzen, Hinaufspringen des Anodenstromes beim Aussetzen der Schwingungen. An Hand der Anodenstrom-Gitterspannungscharakteristik erklären sich diese Gleichrichtungseffekte.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

E. Waetzmann (Breslau), Moderne Probleme der Akustik. Vortrag, gehalten in der Eröffnungssitzung der Physiker-Tagung in Danzig.

Hochgeehrte Damen und Herren! Ich bin beauftragt worden, einen kurzen Überblick über die modernen Probleme der Akustik zu geben.

Weitgehend bekannt sind gewisse praktische Anwendungen der Akustik und ihre neueren Fortschritte. Ich erinnere an die Schallaufnahme und Schallwiedergabe in der Telephonie mit und ohne Draht; an die akustische Signalgebung in Luft und in Wasser, namentlich für die Zwecke der Schiffahrt; an das Abhorchen von

allen möglichen Schallarten, das besonders im Kriege eine große Rolle gespielt hat. Die feindlichen Telephongespräche wurden abgehört, U-Boote wurden akustisch verfolgt, unterirdisches Minieren und das Herannahen von Flugzeugen mußten rechtzeitig festgestellt werden. So habe ich, um ein Beispiel zu nennen, einen vielbenutzten Apparat[1]) konstruiert, der unterirdisches Minieren bei günstiger Bodenbeschaffenheit auf etwa 50 m Entfernung anzeigte, und habe ein Fliegerhorchgerät[2]) gebaut, mit dem man Flugzeuge bis auf 25 km Entfernung hören konnte. Wie aus einer unlängst veröffentlichten englischen Zusammenstellung[3]) hervorgeht, haben neben den deutschen besonders amerikanische Arbeiten, z. B. von Stewart, praktisch brauchbare Ergebnisse auf diesem Gebiete gezeitigt. Von amerikanischen Forschern sind neuerdings auch bemerkenswerte Ansätze gemacht worden, um das Abhören der Geräusche des menschlichen Körpers, namentlich von Herz und Lunge, endlich auf ein höheres Niveau zu heben. Zur Bestimmung der Schallrichtung wurden sog. Richtungshörer mit künstlicher Vergrößerung des Ohrabstandes gebaut, also genau analog den Prismendoppelgläsern in der Optik. Hier sind in erster Linie die Namen v. Hornbostel und Wertheimer[4]) zu nennen. Ich erinnere ferner an die Fragen der Raumakustik. Durch Modellversuche über den Verlauf der Schallwellen[5]) einerseits und durch das Studium der Absorptionsverhältnisse[6]) andererseits sind auch hier beachtenswerte Fortschritte erzielt worden, so daß wir den Aufgaben der Raumakustik durchaus nicht mehr so hilflos gegenüberstehen, wie vielfach angenommen wird.

Die Beispiele für praktische Anwendungen der Akustik ließen sich beliebig vermehren. Wichtiger aber als alle Einzelanwendungen sind ihre wissenschaftlichen Grundlagen. Und über diese möchte ich berichten, wenn das auch nur in Form von Stichproben geschehen kann.

Wie in jeder physikalischen Disziplin, so hat auch in der Akustik die Entwicklung dahin geführt, das Sinnesorgan, in unserem Falle also das Ohr, nach Möglichkeit auszuschalten und rein objektive Apparate und Methoden an seine Stelle zu setzen. So ist die Akustik zum Teil in die Elastitätslehre und zum Teil in die Hydrodynamik aufgegangen. Daneben bleibt bestehen die physiologische Akustik, die sich in erster Linie mit dem Gehörorgan und mit den Tatsachen des Hörens zu beschäftigen hat. Und auch in der physikalischen Akustik wird das Ohr stets eine gewisse Rolle spielen, wenigstens als erstes und bequemstes Hilfsmittel zur allgemeinen Orientierung. Deshalb wird es erlaubt sein, daß ich an die Spitze meiner Ausführungen einige neuere Untersuchungen über das Hören stelle. Sodann werden wir eine Frage der Elastizitätslehre behandeln, und endlich ein hydrodynamisches Problem.

I. Aus der physiologischen Akustik wollen wir besprechen die Messung der Schwellenwerte. Unter ihnen steht an erster Stelle die Reizschwelle der Intensität. Sie gibt an, welche objektive Intensität eine Schallwelle besitzen muß, damit das Ohr eben noch reagiert. Den reziproken Wert dieser Schwellenintensität können wir als die Empfindlichkeit des Ohres für den betreffenden Ton bezeichnen, denn je weniger Energie dem Ohre zwecks Auslösung einer Tonempfindung zugeführt werden muß, um so empfindlicher ist es. Messen wir also die Schwellenintensitäten für die verschieden hohen Töne, so haben wir damit zugleich die Empfindlichkeitskurve des Ohres für die ganze Tonskala.

Die Messung der dem Ohre zugeführten Schallenergie kann auf verschiedene Arten geschehen, von denen ich nur eine, die jetzt in der Regel angewandt wird, kurz andeuten möchte. Die Tonquelle wird dicht an das Ohr gehalten, der Ton wird soweit geschwächt, daß er eben noch hörbar ist und die in diesem Moment von der Tonquelle gelieferte akustische Energie wird als die Schwellenenergie definiert. Hierbei tritt leicht eine Meßschwierigkeit auf, indem die an der Schwelle in die Tonquelle hineingesteckte Energie so klein werden kann, daß sie direkt nicht mehr meßbar ist, sondern daß aus größeren Werten her extrapoliert werden muß. Wenigstens war das noch der Fall, als Max Wien[1]) seine klassischen Untersuchungen über die Empfindlichkeit des Ohres ausführte. Heute sind diese Untersuchungen viel leichter, weil unterdessen eine große Zahl geeigneter Meßapparate ausgebildet worden ist.

Mit allen modernen Hilfsmitteln, wie Röhrengenerator, Kodensatormikrophon, Thermophon, luftgedämpftes Telephon usw. haben in den

1) Druckschrift der Siemens & Halske A. G. Horchgerät M. W, System Siemens-Waetzmann.

2) E. Waetzmann, Zeitschr. f. techn. Physik, 2, 166, [illegible] 2, 191, 1921.

3) Nacker, The Journ. of the Royal Aeronautical Society 28, 504, 1924.

4) E. Hornbostel und Wertheimer, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. **20**, 1920.

5) O. Michel, Hörsamkeit großer Räume. Braunschweig 1921.

6) W. C. Sabine, Collected papers on acoustics, 1922.

1) M. Wien, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **97**, 1, 1903.

letzten Jahren amerikanische Forscher — ich nenne besonders Fletcher und Wegel[1]), Lane[2]), Swan[3]) und Kranz[4]) — die Empfindlichkeitskurve des Ohres neu bestimmt. Die Resultate möchte ich Ihnen in einem Lichtbilde zeigen. Als Abszissen sind die Schwingungszahlen der Töne aufgetragen, von 25 bis 25600, d. h. in der Sprache des Musikers vom Subcontra — gis bis zum siebengestrichenen gis. Als Ordinaten die Empfindlichkeiten, also die reziproken Werte der Schwellenintensitäten, diese gemessen in erg/cm²sec; beides in logarithmischem Maßstab. Die obere Kurve ist die Max Wiensche Kurve und die untere gibt ungefähr die Mittelwerte aus den amerikanischen

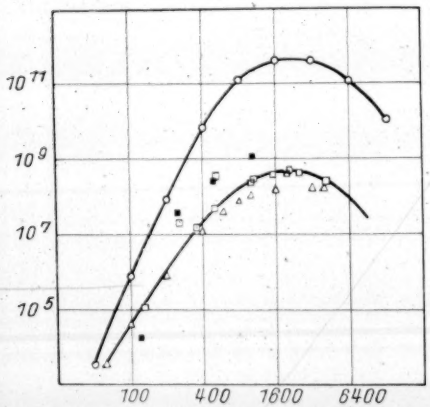


Fig. 1.

Messungen an. Die Empfindlichkeit steigt nach beiden Kurven bis in die Gegend von 2000 Schwingungen, das ist das viergestrichene *c*, stark an, um dann wieder abzunehmen. Ich glaube doch, daß hierbei Resonanz mitwirkt, obwohl das in der Regel bestritten wird. Aber schon Helmholtz hat den Eigenton des Gehörganges zu etwa 2—3000 Schwingungen bestimmt und vor zwei Jahren haben die Physiologen Otto Frank und Broemser[5]) am Leichenohr für den gesamten schalleitenden Apparat eine deutliche Eigenperiode von etwa 1200 Schwingungen pro Sekunde gefunden.

1) Fletcher u. Wegel, Phys. Rev. (2) **19**, 533, 1922; Proc. Nat. Acad. Amer. **8**, 5, 1922.
2) C. E. Lane, Phys. Rev. (2) **19**, 402, 1922.
3) Gl. M. Swan, Proc. Amer. Acad. **58**, 425, 1923.
4) F. W. Kranz, Phys. Rev. (2) **21**, 573, 1923.
5) O. Frank, Sitzungsber. d. bayer. Akad. d. Wiss. Math.-phys. Kl. S. 11, 1923.

Nach Wien ist die Empfindlichkeit für den Ton 2000 etwa eine Million mal so groß als für den Ton 100. Nach den Amerikanern sind die Unterschiede zwar merklich kleiner, aber doch noch von ähnlicher Größenordnung. Aus dem Absolutwert der Schwellenintensität läßt sich auch die Schwellenamplitude der schwingenden Luftteilchen am Ohre des Beobachters berechnen. Für den Ton 2000 ergibt sie sich nach den Amerikanern zu etwa 10^{-9} cm, das ist etwa der 100. Teil eines Moleküldurchmessers.

Woher mögen nun die Unterschiede zwischen der Wienschen und der amerikanischen Kurve kommen? Diese Frage ist noch nicht genügend geklärt. Zum Teil rühren sie wohl daher, daß die Schwellenintensität in etwas verschiedener Weise definiert[1]) wird und es ist nicht leicht, den einen Wert auf den anderen umzurechnen[2]). Ferner können die Schwellenwerte für den gleichen Ton bei verschiedenen sog. normalen Ohren sehr verschieden sein. Fletcher und Wegel fanden Unterschiede bis 1:1000. Und endlich möchte ich bei dieser Gelegenheit wenigstens erwähnen, daß sich nach Kranz[3]) die Empfindlichkeit des Ohres mit der Tonhöhe durchaus nicht so kontinuierlich ändert, wie es nach den gezeigten Kurven aussieht. Vielmehr sollen zahlreiche starke Sprünge stattfinden, so daß beispielsweise bei zwei Tönen, die nur um einen Halbton voneinander abliegen, Empfindlichkeitsunterschiede wieder im Verhältnis bis 1:1000 auftreten. Neue Versuche von Lewschin[4]), diese angeblichen Sprünge der Empfindlichkeit auf den unsymmetrischen Bau des Trommelfells zurückzuführen, sind nicht überzeugend.

Wird nun dem Ohre für einen bestimmten Ton mehr und mehr Schallenergie zugeführt, so wird der Ton lauter und lauter, und schließlich tritt zu der Tonempfindung ein Fühlen der Schwingungen, bzw. eine direkte Schmerzempfindung hinzu. Auch für diese Schmerzempfindung sollen sich die Schwellenenergien ziemlich genau festlegen lassen. Besonders

1) Beispielsweise ist es bei einigen Forschern die Energie, die pro sec von der dicht an das Ohr gehaltenen Tonquelle in das Ohr des Beobachters hineingestrahlt wird, wenn das Ohr eben noch reagiert; bei anderen Forschern ist es die im Ohrkanal an der Empfindungsschwelle erzeugte Druckamplitude, wieder bei anderen die Energie, die am Orte des Ohres in der Sekunde durch ein cm² hindurchströmt.

2) So muß bei hohen Tönen, wo die Viertelwellenlänge der Länge des Ohrkanals vergleichbar wird, der Ohrkanal aus der umgebenden Luft mehr Energie aufsaugen, als der bloßen Größe seines Querschnittes entspricht.

3) F. W. Kranz, Phys. Ber. **22**, 66, 1923.

4) W. L. Lewschin, Zeitschr. f. Physik, **23**, 155, 1925.

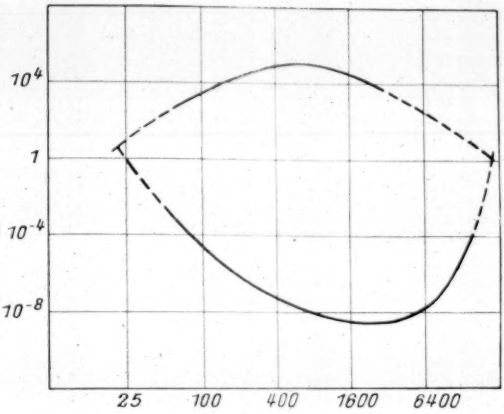


Fig. 2.

interessant ist dabei, daß für Schwerhörige die Schwellenenergie des Schmerzes etwa die gleiche sein soll, wie für Normalhörende. Deshalb ist es auch nicht möglich, dem stark Schwerhörenden dadurch zu helfen, daß man ihm extrem große Schallenergien zuführt.

In dem folgenden Lichtbild sind als Abszissen wieder die Schwingungszahlen der Töne und als Ordinaten die Schallintensitäten in erg/cm²sec aufgetragen, nicht mehr wie vorhin ihre reziproken Werte. Die untere Kurve ist die Schwellenwertskurve der Tonempfindung, die obere die Schwellenwertskurve der Schmerzempfindung. Ihre Schnittpunkte markieren die untere und obere Hörgrenze, etwa 20 bzw. 20000 Schwingungen pro Sekunde. Innerhalb der von den beiden Kurven eingeschlossenen Fläche, der sog. Hörfläche[1]), liegen also sämtliche Töne, die der Mensch hören kann.

Um ihre Anzahl berechnen zu können, brauchen wir noch die Unterschiedsschwellen 1. die der Intensität und 2. die der Tonhöhe. Wenn E die Schallintensität bedeutet und dE den für die Empfindung eben merklichen Zuwachs, so ist $\frac{dE}{E}$ die Unterschiedsschwelle der Intensität und entsprechend ist $\frac{dN}{N}$ die Unterschiedsschwelle der Tonhöhe, wenn N die Schwingungszahl bedeutet. Auch für diese Unterschiedsschwellen liegen sorgfältige neue Meßreihen namentlich des Amerikaners Knudsen[2]) vor, wobei sich übrigens überraschend weitgehende Analogien mit den Farbenempfindungen herausgestellt haben. Die Unterschiedsschwelle der Intensität ergibt sich für mittelstarke Töne zu etwa 10 Proz., während das „Auflösungsvermögen" des Ohres $\frac{dN}{N}$ mit der Schwingungszahl N stark variiert. Um auch hier eine Zahl zu nennen, so genügt in der Höhenlage von 500 Schwingungen eine Änderung von $1^1/_2$ Schwingungen, um den Tonhöhenunterschied zu erkennen. Die Gesamtzahl der von dem normalen menschlichen Ohre nach Höhe oder Stärke oder nach Höhe und Stärke unterscheidbaren Töne beträgt hiernach ungefähr 300000.

Als Abschluß meiner Ausführungen über die Schwellenwerte möchte ich noch die Reizschwelle der Zeit, auch Dauerschwelle genannt, kurz erwähnen. Jede Tonquelle muß mindestens eine bestimmte endliche Zeit einwirken, damit sie die betreffende Tonempfindung hervorruft. Beispielsweise muß eine Stimmgabel von 200 Schwingungen pro Sekunde mindestens $^1/_{100}$ Sekunde lang tönen, also zwei Schwingungen ausführen, um hörbar zu werden. Übrigens ist damit noch nicht gesagt, daß die Tonempfindung jetzt auch schon stationär geworden wäre. Weitere Messungen über die Dauerschwelle sind sehr erwünscht, besonders mit Rücksicht auf die Theorie des Hörens.

Die Resonanztheorie[1]), die vom physikalischen Standpunkte aus immer noch die einzig brauch-

1) Wegel, Bell Techn. Journ. 1, 56, Nov. 1922.
2) V. O. Knudsen, Phys. Rev. **21**, 84, 1923.

1) E. Waetzmann, Die Resonanztheorie des Hörens. Braunschweig 1912.

bare Hörtheorie[1]) ist, nimmt ja an, daß sich im inneren Ohre eine große Zahl schwingungsfähiger Gebilde befinden, etwa die Fasern der Basilarmembran, die auf die einzelnen Töne abgestimmt sind. Die wichtigste physikalische Frage ist dann die Frage nach der Dämpfung[2]) dieser Fasern, oder mit anderen Worten nach ihrer Resonanzschärfe, und diese Frage hängt mit der Dauer des Anklingens der Tonempfindung aufs engste zusammen. Helmholtz nahm an, daß das logarithmische Dekrement für alle Fasern etwa das gleiche ist, daß also jeder Ton unabhängig von seiner Höhe, eine gleich breite Zone der Basilarmembran zum Mitschwingen bringt. Dagegen scheint es mir auf Grund fremder und eigener Versuche wahrscheinlicher, daß die Resonanzschärfe mit wachsender Höhenlage zunimmt. Aus der Fülle der Beobachtungen, die für diese Annahme sprechen, möchte ich nur eine herausgreifen. Werden gleichzeitig zwei Töne angegeben, die genügend nahe aneinanderliegen, so überdecken sich ihre Erregungszonen auf der Basilarmembran, und man hört nur einen Ton, der zwischen den beiden Primärtönen liegt, den sog. Zwischenton. Je höher nun die beiden Primärtöne liegen, um so enger muß ihr Intervall gewählt werden, damit sie noch zu einem Zwischenton verschmelzen. Das spricht aber für größere Resonanzschärfe in den hohen Lagen. Hohe Töne besitzen hiernach schmale Erregungszonen auf der Basilarmembran, tiefe Töne breite Erregungszonen. Ich glaubte rückwärts, hierin auch ein physiologisches Äquivalent dafür sehen zu dürfen[3]), daß hohe Töne hell und spitz, tiefe Töne dumpf und breit klingen — ein Gedanke, der von Physiologen und Psychologen lebhaft aufgegriffen worden ist.

II. Wir wenden uns jetzt der physikalischen Akustik zu, zunächst der Elastizitätslehre. Aus diesem Gebiete wollen wir besprechen das Problem der Differenztöne, oder, um gleich den allgemeineren Gesichtspunkt hervorzuheben, das Problem der nichtlinearen Schwingungen. Erklingen gleichzeitig zwei Primärtöne von den Schwingungszahlen p und q, so hört man unter geeigneten Bedingungen neben diesen Primärtönen noch einen Ton von der Schwingungszahl $p-q$, den Differenzton 1. Ordnung, ferner alle möglichen Differenztöne höherer Ordnung. So hört der aufmerksame Geigenspieler, wenn er die d- und die a-Saite gleichzeitig anstreicht, neben d und a noch die tiefere Oktave von d. Eine triviale Art, Differenztöne zu erzeugen, ist der sog. Schwebungs- oder richtiger Differenztonempfang in der drahtlosen Telegraphie. Wird eine aus p und q zusammengesetzte schwebende Schwingung, wie sie Kurve a des folgenden Lichtbildes (Fig. 3) zeigt, auf irgendeine Weise gleichgerichtet (Fig. 3, Kurve b), so zeigt die Analyse dieser gleichgerichteten Schwingung, daß in ihr neben p und q noch eine objektive Komponente von der Schwingungszahl $p-q$ enthalten ist. Wird dagegen die schwebende Schwingung (Kurve a) dem Ohre direkt zugeführt, ohne vorherige Gleichrichtung, so hört man den Ton $p-q$ auch; dann kann er aber erst im Ohre des Beobachters entstanden sein. Zu diesen „subjektiven" Tönen, für die sich eine Schwingungskomponente außerhalb des Ohres wenigstens bisher nicht hat nachweisen lassen, gehört übrigens auch der gewaltige Schlagton der großen Kirchenglocken[1]).

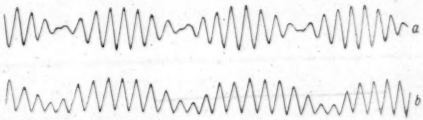


Fig. 3.

Helmholtz hat nun theoretisch gezeigt: Zwei Primärtöne, die auf einen schwingungsfähigen Körper auftreffen, setzen sich nur dann rein additiv ohne Neubildung von Tönen zusammen, wenn der erregte Körper einem linearen Kraftgesetz gehorcht. Haben dagegen auch höhere Potenzen der Elongation x auf die rücktreibende Kraft des elastischen Körpers Einfluß, so entstehen in ihm neben den Primärtönen noch deren Obertöne, Differenztöne und auch Summationstöne. Helmholtz setzte die elastische Kraft gleich $a^2x + bx^2$ an, und hierin steckt implicite noch die Annahme einer Unsymmetrie. Und so glaubte er, daß das Trommelfell infolge seines unsymmetrischen Baues und der unsymmetrischen Belastung durch die Gehörknöchelchen besonders geeignet sei, Obertöne und Differenztöne zu bilden.

Ein gewisses Mißtrauen gegen diese Argumentation mußte bestehen bleiben, solange es nicht gelingen wollte, auch außerhalb des Ohres entsprechende schwingungsfähige Gebilde herzustellen. Und erst in neuerer Zeit sind namentlich im Breslauer Institut sogar ganz verschiedenartige Versuchsanordnungen studiert worden,

1) Vgl. den Artikel „Hörtheorien" von E. Waetzmann in dem demnächst erscheinenden Bd. XI des Handbuches der Physiologie von Bethe usw.

2) E. Meyer und E. Waetzmann, Die Naturwissenschaften **13**, 268, 1925.

3) E. Waetzmann, Folia Neuro-biologica **4**, 116, 1910.

1) Über die Art des Zustandekommens dieses Tones im einzelnen soll damit noch nichts ausgesagt sein.

die objektive Differenztöne in geradezu verblüffender Stärke liefern. Ein Beispiel möchte ich geben: Gummimembranen, senkrecht angeordnet — bei horizontaler Anordnung geht es nicht —, einseitig stark belastet, also in gewisser Weise dem Trommelfell nachgebildet, geben Differenztöne, deren Amplituden ein Vielfaches der Amplituden der Primärtöne betragen können[1]. Ich möchte Ihnen eine photographische Aufnahme (Fig. 4) zeigen: die kleinen Zacken in der Kurve entsprechen den Primärtönen, die Hauptamplituden dem Differenzton erster Ordnung[2].

Fig. 4.

Man kann die Bedingungen für das Auftreten so starker Differenztöne allgemein folgendermaßen formulieren: 1. Die beiden Primärtöne müssen möglichst hoch liegen und müssen bei rein additiver Überlagerung eine typische Schwebungsschwingung mit möglichst scharf ausgeprägten Maximis und Minimis bilden. Und 2. diese Schwebungsschwingung muß auf ein System treffen, das — ganz kurz angedeutet — eine Art Gleichrichterwirkung besitzt, die Schwingung einseitig unsymmetrisch verzerrt. Der letztgenannten Bedingung wird der Helmholtzsche Kraftansatz $a^2x + bx^2$ bis zu einer gewissen Grenze gerecht, obwohl diese starken Differenztöne nicht als bloße Störungseffekte erklärt werden können. Die erstgenannten Bedingungen sind aber in der Helmholtzschen Theorie überhaupt nicht enthalten. Natürlich entstehen Differenztöne auch gemäß dieser Theorie. Aber sie sind so schwach, daß man sich nicht wundern darf, wenn jahrzehntelang vergeblich nach ihnen gesucht wurde. Es ist also auch eine Weiterbildung der vorhandenen Theorien nötig[3], worauf ich nicht näher eingehe.

Die Ursache für die Verzerrung der primären Schwebungsschwingung kann ganz verschieden sein. Sie kann in einer unsymmetrisch belasteten Membran liegen oder in einer unsymmetrischen Koppelung, oder sie kann, um ein scheinbar ganz abseits liegendes Beispiel heranzuziehen, durch ein Mikrophon hervorgerufen sein. Im gewöhnlichen Mikrophon-Telephonkreis entstehen sehr starke Differenztöne infolge eines eigenartigen Verhaltens des Mikrophonwiderstandes gegenüber der verschieden starken Erregung durch eine Schwebungsschwingung. Diese Vorgänge habe ich schon vor Jahren aufgeklärt[1] und möchte Ihnen nur ein Beispiel zeigen. Auf das Mikrophon fiel eine typische Schwebungsschwingung auf. Aus dem Telephon kommt heraus eine Schwingung von der Form der Fig. 5. Die kleinen Zacken bedeuten wieder die Primärtöne, die Hauptamplitude den neu entstandenen Differenzton.

Fig. 5.

Unsere Frage nach der Entstehung von Differenztönen bzw. nach der Nichtlinearität von Schwingungen ist nun von grundlegender Bedeutung für die naturtreue Schallregistrierung und Schallwiedergabe. Den Einfluß der Eigenschwingungen der einzelnen Systeme kennt man ja im allgemeinen und kann sich auch schon ziemlich weitgehend dagegen schützen. Die Erreichung wirklicher Amplitudentreue macht aber immer noch große Schwierigkeiten. Denn leider zeigen die Klangkurven, die etwa von der menschlichen Stimme oder von einem Orchester gebildet werden, sehr starke Schwankungen der Amplitude, und damit sind ja, wie wir eben besprochen haben, die denkbar besten Vorbedingungen für eine Verzerrung der Schwingungen gegeben.

Extrem stark ausgebildet sind die Maxima und Minima der Amplitude in einer Schwebungsschwingung. Auf der anderen Seite ist eine Schwebungskurve viel einfacher gebaut als etwa eine Vokalkurve. Daher erkennt man etwaige Verzerrungen an Schwebungskurven und auch die Art und damit die Ursache der Verzerrung besonders leicht. Und deshalb eignen sie sich vorzüglich zur Prüfung irgendwelcher Systeme auf klangtreues Arbeiten. Ich habe diese Methode schon früher vorgeschlagen[2] und möchte Ihnen ein Beispiel geben. In das zu prüfende System hineingeschickt wird eine typische Schwebungsschwingung (Kurve *a*, Fig. 6). Heraus kommt z. B. der Typ der Kurve *b*. Die kleinen Amplituden sind relativ viel stärker wiedergegeben als die großen. Das spricht in der Regel für einen Verstärkereffekt. Oder es kommt heraus eine Schwingung von der Form der Kurve *c*: Ein-

1) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **62**, 371, 1920. 2) Bei dieser Aufnahme war Resonanz im Spiele, man erhält aber ähnliche Kurven auch ohne Resonanz. 3) E. Waetzmann, Zeitschr. f. Physik **1**, 271, 1920; **1**, 4, 1920. Vgl. auch den Artikel „Ton, Klang und sekundäre Klangerscheinungen" von E. Waetzmann in dem demnächst erscheinenden Bd. XI des Handbuches der Physiologie von Bethe usw.

1) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **42**, 729, 1913. 2) E. Waetzmann, Physik. Zeitschr. **15**, 638, 1914.

seitigkeit und Obertöne machen sich bemerkbar. Das spricht für einen Mikrophon-, ev. auch Verstärkereffekt. Oder gar, die schwebende Schwingung (Kurve *a*) wird so stark verzerrt, wie es Kurve *d* anzeigt. Starke Obertöne, starke Unsymmetrie und fast völlige Verwischung der Amplitudenunterschiede. Wie ich höre, wird die Methode jetzt auch im Telegraphen-Technischen Reichsamt mit Erfolg angewendet.

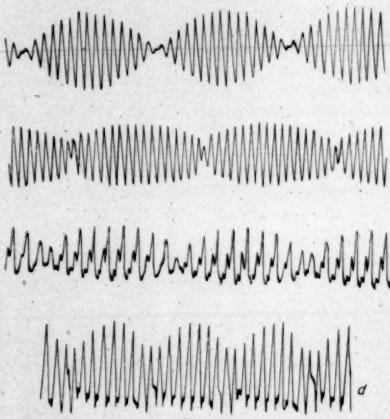


Fig. 6.

III. Eine Schallwelle kann einen Körper nicht nur in Schwingungen versetzen, sondern sie kann ihm auch eine einseitig fortschreitende Bewegung erteilen. Damit kommen wir zum letzten Punkte unseres Programms, den ponderomotorischen Wirkungen des Schalles. Hierher gehören zunächst der Schalldruck und die Wirkung einer Schallwelle auf das Rayleighsche Scheibchen. Rayleigh[1]) hat theoretisch gezeigt und Dvořak, Lebedew und namentlich seine Schüler[2]) haben es experimentell bestätigt, daß eine auf eine Wand auftreffende Schallwelle einen einseitigen Überdruck ausübt. Sodann habe ich[3]) darauf aufmerksam gemacht, daß bei Vorhandensein zweier Primärtöne neben dem konstanten Überdruck auch Differenztöne entstehen müssen. Der tiefere Grund für das Auftreten dieser Differenztöne und des Schalldrucks sowie für die Wirkung einer Schallwelle auf das Rayleighsche Scheibchen liegt wieder in einer Abweichung von linearen Gesetzen. Nur daß es sich jetzt nicht mehr um die elastischen Schwingungsgleichungen für den erregten Körper handelt, sondern um die hydrodynamischen Gleichungen für die Fortpflanzung der Schallwelle in dem betreffenden Medium.

Neben den Helmholtzschen Differenztönen entstehen, wie wir vorhin besprochen haben, Differenztöne von ganz anderer Größenordnung und aus ganz anderen Ursachen. Analog kann neben dem Schalldruck ein einseitiger Überdruck von ganz anderer Größenordnung und aus ganz anderen Ursachen auftreten. Es ist dies die sog. Reaktionskraft[1]) des Schalles. Schon bei mäßiger Erregung eines einseitig offenen Luftresonators kann aus der Öffnung ein Luftstrom austreten, der leicht so kräftig wird, daß er die Flamme einer Kerze auslöscht[2]). Und als Reaktion wirkt dann auf das geschlossene Ende des Resonators eine einseitige Kraft, die ihn mit dem geschlossenen Ende nach vorn vorwärtsbewegt. Man kann diese rein fortschreitende Bewegung, wie es schon Dvořak getan hat, natürlich auch in eine Rotationsbewegung umsetzen. Auf dem einen Ende einer drehbaren Stange wird ein Telephon mit daraufgesetztem Luftresonator montiert. Wird das Telephon (durch einen Röhrengenerator) in der Eigenperiode des Luftresonators zum Tönen gebracht, so strömt aus seiner Öffnung ein Luftstrom aus und die Reaktionskraft versetzt die Stange in Rotation[3]).

Wie das Ausströmen der Luft eigentlich zustandekommt, ist noch nicht recht geklärt. Jedenfalls müssen sich in der Öffnungsebene Unsymmetrien der Schwingungen ausbilden, und dadurch entsteht ein einseitiger Druck, der die Luft austreibt, während an anderen Stellen der Öffnung in einem größeren Querschnitt, aber langsamer, Luft wieder eingesaugt wird.

Zum Schluß möchte ich noch eine, vielleicht die interessanteste ponderomotorische Erscheinung erwähnen, an der zur Zeit im Breslauer Institut ebenfalls gearbeitet wird. Es sind dies die „Wechselwirkungen", die zwischen zwei Körpern auftreten, die beide schwingen. Bjerknes[4]) hat sie an zwei in einer inkompressiblen Flüssig-

1) Rayleigh, Phil. Mag. (6) **10**, 364, 1905.
2) Vgl. z. B. W. Zernov, Ann. d. Phys. **21**, 131, 1906; **26**, 79, 1908.
3) E. Waetzmann, Physik. Zeitschr. **21**, 122, 1920.

1) V. Dvořak, Wied. Ann. **3**, 328, 1878; Physik. Zeitschr. **2**, 490, 1901.
2) Der Resonator kann auch mehrere Öffnungen besitzen, die dann aber gewisse Unsymmetrien der Anordnung oder der Form haben müssen. Zur Demonstration in der Vorlesung benutze ich einen (auf 256 abgestimmten) Resonator des Königschen Flammenapparates. Vor der Hauptöffnung steht eine (auf 256 abgestimmte) Stimmgabel auf Resonanzkasten, vor der anderen, engeren Öffnung steht die Kerze.
3) Dieser im Breslauer Institut konstruierte Apparat wird in anderem Zusammenhange von Herrn G. Hippe beschrieben.
4) C. A. Bjerknes, Hydrodynamische Fernkräfte, Leipzig 1915.

keit schwingenden Kugeln studiert und durch eine hydrodynamische Theorie erklärt. Lebedew[1]) hat dann versucht, diese Wirkungen auch bei Schallschwingungen in Luft nachzuweisen und hat wichtige, allerdings nur qualitative Resultate erhalten. Quantitativ ist das Phänomen zum ersten Male in einer Breslauer Dissertation[2]) 1922

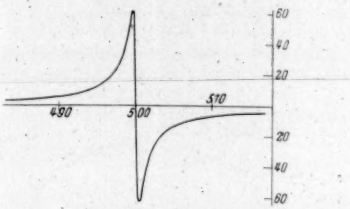


Fig. 7.

untersucht worden. Als tönender Körper Nr. 1 diente eine Telephonmembran und als Körper Nr. 2, der erst sekundär durch Nr. 1 erregt wurde, eine Gummimembran. Diese war an dem einen Arm einer empfindlichen Torsionswage befestigt. Die Theorie der Wechselwirkung der beiden Schallfelder, die noch etwas weitergeführt werden mußte, als es durch Bjerknes und seine Nachfolger[3]) geschehen war, ergibt dann folgendes: Die Gummimembran wird von der feststehenden Telephonmembran angezogen, solange

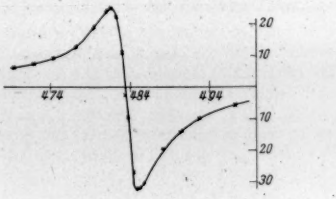


Fig. 8.

der erregende Ton tiefer liegt als ihr Eigenton und sie wird abgestoßen, sobald der erregende Ton höher liegt. In unmittelbarer Nähe der Resonanzstelle sind die Kräfte besonders stark, während an der Resonanzstelle selbst keine Wirkung stattfindet. Das folgende Lichtbild (Fig. 7) zeigt eine theoretische Kurve, die für einen bestimmten Spezialfall ausgerechnet ist. Als Abszissen sind die Schwingungszahlen aufgetragen von etwa 490 bis 510, als Ordinaten die Wechselwirkungskräfte, nach oben hin die anziehenden, nach unten hin die abstoßenden. Bei 500 liegt die Resonanzstelle. Nun kommt die experimentelle Kurve (Fig. 8), die weitgehende Übereinstimmung mit der theoretischen zeigt. Aber auch Diskrepanzen sind da. Vor allem sehen Sie eine starke Unsymmetrie, die Abstoßung ist größer als die Anziehung. Es ist also der Wechselwirkungskraft, die für sich symmetrisch ist, noch eine rein abstoßende Kraft überlagert. Das ist aber nicht Schalldruck, auch keine Reaktionskraft in dem vorhin besprochenen Sinne, auch

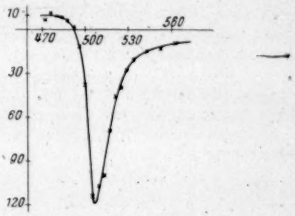


Fig. 9.

keine Schellbachsche Abstoßung, die ich sonst noch gar nicht erwähnt habe, sondern es ist eine im wesentlichen noch unbekannte Kraft[1]). Sie ist offenbar dadurch bedingt, daß das Medium kompressibel ist, und deshalb kann sie auch von der Theorie, die nur für inkompressible Medien durchgeführt ist, nicht wiedergegeben werden. Übrigens handelt es sich hier stets um sehr kleine Effekte. Die größten Kräfte, die überhaupt gemessen worden sind, betragen wenige Hundertstel Dyn pro cm².

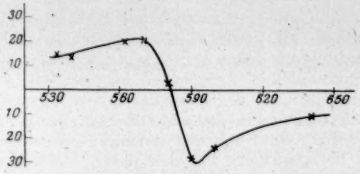


Fig. 10.

Zur Zeit werden im Breslauer Institut Wechselwirkungsmessungen auch an einem Luftresonator statt an der Gummimembran ausgeführt. Hier können sich dann starke Reaktionskräfte überlagern, wie es die folgende Kurve (Fig. 9) zeigt. Sie läßt sich zerlegen in eine schwache Wechselwirkungskurve und in eine starke Reaktionskurve, wenn ich mich kurz so ausdrücken

1) P. Lebedew, Wied. Ann. **62**, 158, 1897.
2) Erwin Meyer, Ann. d. Phys. **71**, 567, 1923.
3) K. Pearson, Quart. Journ. of Math. **20**, 184, 1885.

1) P. Lebedew, l. c.

darf. Der Schwingungsbereich, über den sich die Wirkungen erstrecken, von etwa 470 bis 570 Schwingungen, ist bedeutend größer als bei der Gummimembran, weil der Luftresonator viel stärker gedämpft ist.

Durch geeignete experimentelle Maßnahmen läßt sich auch beim Luftresonator die Reaktionskraft stark herabdrücken oder ganz ausschalten, und man erhält dann wieder die typische Wechselwirkungskurve (Fig. 10). Allerdings ist jetzt noch überlagert, wie die genaue Untersuchung zeigt, einerseits eine Schellbachsche Anziehung, die ich sonst noch nicht erwähnt habe und andererseits die vorhin erwähnte unbekannte Abstossung. Natürlich ist es nicht ganz einfach, die einzelnen Kräfte auseinander zu schälen, zumal es sich wiederum um sehr kleine Kräfte von wenigen Hundertsteln Dyn pro cm^2 handelt. Aber allmählich scheint doch etwas Ordnung in die verwickelten Phänomene der ponderomotorischen Schallwirkungen hineinzukommen.

Martin Rusch (Tübingen), **Über das Verhalten der Gasatome gegenüber langsamen Elektronen**[1]).

Das Verhalten der Gasatome gegenüber langsamen Elektronen erscheint geeignet, Aufschluß über die Atomkraftfelder zu geben. Es sind bereits eine Reihe von Wirkungsquerschnittsfunktionen[2]) experimentell festgestellt worden; jedoch konnten sie bisher nicht in befriedigender Weise gedeutet werden. Dies hat wohl seinen Grund darin, daß man mit den Eigenschaften der Atome gegenüber Elektronen allein nicht auskommt; man wird das Verhalten der Atome gegenüber Teilchen anderer spezifischer Ladung (Protonen) mit berücksichtigen müssen. Da jedoch darüber zurzeit noch keine Messungen vorliegen, so soll hier vom rein experimentellen Standpunkte aus über eine Erweiterung der Wirkungsquerschnittsmessungen nach kleineren Elektronengeschwindigkeiten hin (2 bis 0,2 Volt) berichtet werden.

Im Anschluß an den Herrn Vorredner (G. Hertz) sei zunächst bemerkt, daß bei den vorliegenden Untersuchungen die Gasdrucke so klein gewählt waren, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen größer war als die von diesen zu durchlaufende Meßstrecke. Eine merkbare Elektronendiffusion, die die Meßergebnisse beeinträchtigen könnte, tritt dann nicht auf, da erst jedes 2. oder 3. Elektron einen „Zusammenstoß" mit einem Gasatom auf seiner Bahn erleidet.

Unter „Zusammenstoß" sei hierbei verstanden, daß ein Elektron in eine Sphäre eines Atoms gelangt, die eine Änderung der Richtung oder eine Änderung der Geschwindigkeit des Elektrons bewirkt. Diese Sphäre, also auch ihr Querschnitt, ist außer von der Gasart noch von der Energie, also von der Geschwindigkeit des Elektrons abhängig. Die Summe dieser Querschnitte aller Atome, die bei 1 mm Gasdruck bei einer bestimmten Temperatur (meist 0^0 C) in 1 ccm enthalten sind, wird nach C. Ramsauer der Wirkungsquerschnitt des Gases genannt.

Man kann den Querschnitt im Prinzip auf folgende Weise erhalten: Aus der Elektronenquelle Q — sie möge idealisiert gedacht nur

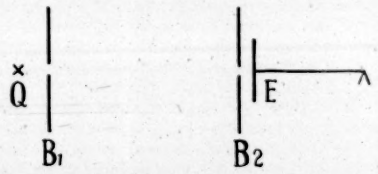


Fig. 1.

Elektronen einer einzigen Geschwindigkeit entsenden — werde durch die Blenden B_1 und B_2 ein Strahl ausgeblendet, mit E aufgefangen und gemessen; gelangen i_1 Elektronen bei dem Drucke p_1, i_2 bei dem Drucke p_2 nach E, so erhält man in bekannter Weise den Querschnitt des Gases „a" durch die Beziehung

$$i_2 = i_1 \cdot e^{-a(p_2 - p_1)d},$$

wobei $QE = d$ gesetzt ist. Der so definierte Querschnitt ruft eine Richtungsänderung mit oder ohne Geschwindigkeitsänderung des Elektrons, nicht aber eine Geschwindigkeitsänderung ohne Richtungsänderung hervor; er ist prinzipiell nicht identisch mit dem Wirkungsquerschnitt. Da jedoch nach den Arbeiten von J. S. Townsend und seiner Schüler für Elektronengeschwindigkeiten unter 2 Volt ein durch einen Stoß erlittener Geschwindigkeitsverlust bei den hier untersuchten Gasen 1 Proz. nicht überschreitet, so ist der hier nach Art der Fig. 1 erhaltene Querschnitt mit dem Wirkungsquerschnitt praktisch gleich; deshalb wurde hier der Name Wirkungsquerschnitt beibehalten.

1) Die Untersuchung wurde im Danziger Physikalischen Institut — z. T. mit Mitteln der Helmholtz-Gesellschaft — durchgeführt.

2) C. Ramsauer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **19**, 345, 1923; weitere Lit. R. Minkowski u. H. Sponer, Ergebnisse der exakt. Naturwiss. Bd. III, S. 67, 1924; R. B. Brode, Phys. Rev. **25**, 636, 1925.

Die benutzte Anordnung[1]) war folgende:

Eine Zinkkugel Q (Radius = 1 mm) diente, mit dem Lichte einer Quarz-Quecksilberlampe bestrahlt, als Elektronenquelle; konzentrisch zu ihr war eine 10 mm dicke Messingkugelschale L (mittlerer Radius 33 mm) angeordnet; sie war mit etwa 400 Löchern (Durchmesser 2 mm) radial durchbohrt. In 2 mm Abstand von ihrem äußeren Rande war als Auffangelektrode E eine Messinghalbkugelschale (innerer Radius 40 mm) konzentrisch zu Q und L befestigt.

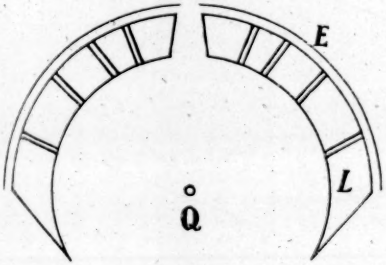


Fig. 2.

Die aus Q ausgelösten Elektronen durchlaufen den Innenraum von L wegen der Kleinheit von Q praktisch radial; sie haben verschiedene Geschwindigkeiten. Ihre Geschwindigkeitsverteilungskurve „G. V. K." möge in Fig. 3 dargestellt sein. Durch ein zwischen L und Q angelegtes elektrisches Feld kann den Elektronen

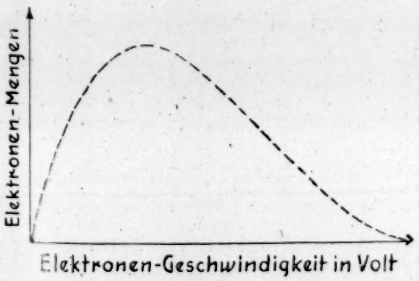


Fig. 3.

eine Zusatzgeschwindigkeit erteilt, die G. V. K. also längs der Voltachse verschoben werden. Da L und Q einen Kugelkondensator darstellen, dessen Innenkugel klein ist gegen die äußere, fällt die Spannung fast völlig bereits in der Nähe von Q ab; hier erlangen die Elektronen ihre Zusatzgeschwindigkeit und durchfliegen den größten Teil der Strecke QL (90 Proz.) mit praktisch gleichbleibender Geschwindigkeit.

Die Vorteile der Anordnung sind folgende:

1. Es ist ein (schon von C. Ramsauer erkannter) streng definierter Feldverlauf, in diesem Falle ein kugelsymmetrisches Zentralfeld, gewährleistet.

2. Durch die Kugelanordnung wird ein sehr großer Teil der ausgelösten Elektronen zur Messung nutzbar gemacht. Als Blende B_1 (Fig. 1) gilt die Zinkkugel Q selbst, während B_2 durch je eines der Löcher dargestellt wird.

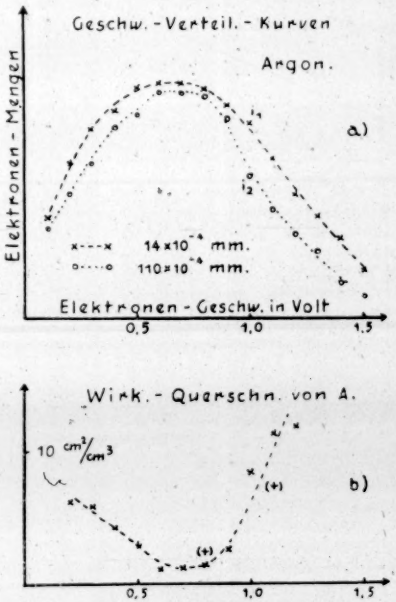


Fig. 4a und b.

3. Ein Netz, das wegen des Felddurchgriffes nach N. Semenoff Fehlerquellen bergen kann, ist durch Ausnutzung der Eigenschaft eines Kugelkondensators umgangen.

Eie Teil der Elektronen trifft auf die vollen Stellen von L und wird abgeleitet; der andere Teil tritt durch die Löcher von L hindurch und gelangt in den Raum LE. Die G. V. K. der durch L hindurchtretenden Elektronen wird aus der Gegenspannungskurve in bekannter

[1]) Die ausführliche Veröffentlichung erscheint in den Ann. d. Physik.

Weise durch Differentiation erhalten[1]). Sind zwei solche G. V. K. unter sonst gleichen Bedingungen bei zwei verschiedenen Drucken p_1 und p_2 aufgenommen, so erhält man aus ihnen für jede Geschwindigkeit des betreffenden Bereiches (als Beispiel in Fig. 4a für die Geschwindigkeit 1 Volt eingetragen) die Angaben:

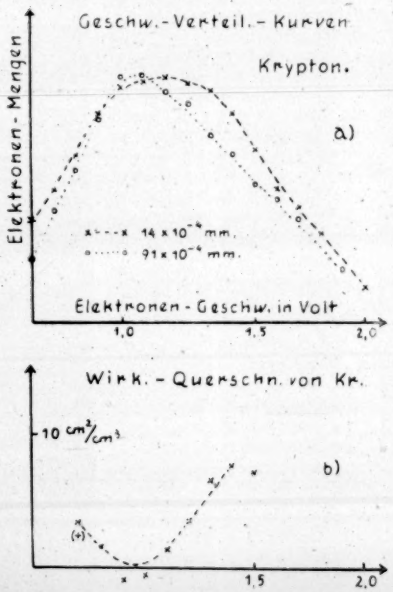


Fig. 5a und b.

i_1 Elektronen gehen bei dem Druck $p_1 = 14 \times 10^{-4}$ mm, i_2 bei dem Druck $p_2 = 110 \times 10^{-4}$ mm durch die Lochkugel hindurch. Gemeinsam mit der Strecke d, die gleich 32 mm $\pm$ 15 Proz. gesetzt ist, ergeben die Werte i_1, i_2, p_1 und p_2 den Wirkungsquerschnitt a[2]). Fig. 4a und 5a zeigen je ein Paar solcher G. V. K., aus denen auf diese Weise die Wirkungsquerschnittskurven Fig. 4b und 5b berechnet sind. In den Fig. 4b, 5b und 6 sind mit (+) die entsprechenden Messungen von C. Ramsauer (auf 20° umgerechnet), mit (×) die von R. B. Brode, der seine Werte vermutlich von Zimmertemperatur nicht umrechnet, eingezeichnet. Argon zeigt ein ausgeprägtes Wirkungsquerschnittminimum bei 0,7 Volt, Krypton bei 1,1 Volt[1]).

Von den Fehlerquellen sei trotz der Kürze der Zeit eine, ihrer prinzipiellen Natur wegen, besprochen. Die G. V. K. ändern sich bei Variation des Gasdruckes; es ist bisher angenommen worden, daß diese Änderung allein dadurch bedingt ist, daß die (bereits emittierten) Elektronen auf ihrem Wege durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen aus ihrer Bahn gelenkt werden. „Wirkungsquerschnittseinfluß". Ein zweiter möglicher Grund zu einer Änderung der G. V. K. ist dadurch gegeben, daß die Gasdruckvariation eine Änderung der Zahl und der

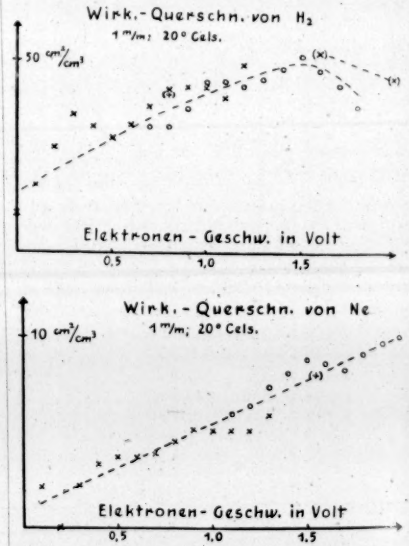


Fig. 6.

Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen (noch ehe sie eine Strecke durchflogen haben) bewirken kann. „Gaseinfluß auf die Elektronen-

1) Diese G. V. K. ist im völligen Vakuum bis auf einen Faktor und eine durch das Kontaktpotential Zink—Messing bedingte Parallelverschiebung längs der Voltachse gleich der der emittierten Elektronen.

2) Die Möglichkeit, aus zwei G. V. K. den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, hat bereits C. Ramsauer im Zusammenhang mit seiner magnetischen Methode angegeben. Ann. d. Phys. **45**, 1000 (Anm.), 1914 und **64**, 934, 1921.

1) Dieses Minimum tritt bei den Messungen von R. Minkowski und H. Sponer in dem unerklärt gebliebenen Knick (Zeitschr. f. Phys. **15**, 403 bis 406, 1923) bei Argon sehr verwischt, bei Krypton deutlich auf; aus der Deutung mit Hilfe dieser Arbeit und der Xenonkurve der eben genannten Verf. ergibt sich der Analogieschluß, daß auch Xenon ein Wirkungsquerschnittsminimum zwischen 1 und 1,5 Volt besitzt.

emission"[1]). Eine Verschiebung des G. V. K.-Paares längs der Voltachse durch Ändern des elektrischen Feldes zwischen L und Q erlaubt, die Größe beider Effekte qualitativ abzuschätzen; denn nur der Wirkungsquerschnittseinfluß ist gegen eine solche Verschiebung invariant. Er überwiegt bei weitem und bedingt das Minimum jeder der beiden Wirkungsquerschnittskurven.

Fig. 6 stellt die Wirkungsquerschnittskurven von Wasserstoff und Neon dar; beide zeigen ein Kleinerwerden des Wirkungsquerschnitts mit abnehmender Geschwindigkeit. Daß auch Wasserstoff eine große Durchlässigkeit für ganz langsame Elektronen zeigt, läßt im Verein mit der CH_4-Kurve von R. B. Brode erkennen, daß das von C. Ramsauer zuerst entdeckte anomale Verhalten der Gase nicht auf Edelgase beschränkt ist.

Als Ergebnis sei zusammengefaßt: Die Wirkungsquerschnittsfunktionen von Argon und Krypton zeigen ein Minimum bei 0,7 bzw. 1,1 Volt, diejenigen von Neon und Wasserstoff einen Abfall bis zu einigen Zehntel Volt mit abnehmender Geschwindigkeit.

Diskussion.

Herr Smekal: Ich glaube, daß die Einsteinsche Interferenztheorie für Korpuskularstrahlen ein derartiges Minimum liefern würde, wie es der Herr Vortragende gefunden hat.

Herr Rusch: Die Anwendung der De-Broglie-Einsteinschen Hypothese zur Erklärung der Ramsauerschen Wirkungsquerschnittsanomalien ist von W. Elsasser[2]) angedeutet worden; sie gibt als erste Theorie den Gang der Wirkungsquerschnittsmaxima von A, Kr und Xe mit der Voltgeschwindigkeit richtig wieder, wenngleich sich gegen die Übertragung der Mieschen Theorie auf inhomogene Einzelteilchen starke Bedenken erheben lassen. Ein Absorptionsminimum nach (vom Maximum aus) kleineren Geschwindigkeiten würde nach den Mieschen Kurven nicht zu erwarten sein, hingegen ein Minimum nach größeren Geschwindigkeiten hin, das jedoch nicht beobachtet ist. — Eine andere Darstellung der Wirkungsquerschnittsfunktion mit Hilfe der Interferenztheorie für Korpuskularstrahlen ist mir nicht bekannt. — Die Theorie von F. Hund[3]) läßt die Möglichkeit der Deutung des von mir beobachteten Minimums zu.

1) Zu einer quantitativen Trennung beider Effekte muß die hier angewandte Lochkugelmethode nach Art der von C. Ramsauer benutzten Differenzmethode durch Hintereinanderschaltung zweier Lochkugeln erweitert werden.

2) Naturwiss. **33**, 711, 1925.

3) Zeitschr. f. Phys. **13**, 241, 1923.

Otto Klemperer (Kiel), Über Geschwindigkeitsverluste von Kathodenstrahlen in Metallfolien.

Mit Glühkathode und Hochspannungsakkumulatorenbatterie wurden homogene Kathodenstrahlen von etwa $4 - 6{,}5 \cdot 10^9$ cm sec Geschwindigkeit erzeugt. Diese durchquerten Metallfolien wurden durch ein Magnetfeld abgelenkt und trafen dann auf eine photographische Platte. An so erhaltenen Photographien bemerkt man, daß der ursprünglich ganz homogene Kathodenstrahl nach dem Durchgang durch die Folie eine kontinuierliche Geschwindigkeitsverteilung aufweist, deren Breite mit der durchquerten Foliendicke sowie mit dem spez. Gewicht der Folie wächst, dagegen mit wachsender Primärgeschwindigkeit sehr schnell abnimmt.

Die Photographien sind mit Schumannplatten erhalten worden, die Expositionszeit betrug nur etwa eine Minute, obwohl die „Dispersion" des Apparats sehr groß war. An den Kurven, die durch Ausphotometrierung der Photographien erhalten wurden, wird gezeigt, daß die häufigste Geschwindigkeit v_m eine von J. J. Thomson und später von Bohr theoretisch aufgestellte Beziehung $v_0^4 - v_m^4 = ax$ in großer Annäherung befriedigt, wo v_0 die Primärgeschwindigkeit, x die Foliendicke und a eine Konstante bedeutet. Die Messungen scheinen auf ein geringes Wachsen von a mit v hinzudeuten. In dem untersuchten Bereich wird für a der Mittelwert $6{,}4 \cdot 10^{42}$ C. G. S. für Aluminium, $19 \cdot 10^{42}$ für Nickel gefunden.

Die Arbeit, wurde auf Anregung von Herrn Professor Wagner im Würzburger physikal. Institut ausgeführt; sie erscheint ausführlich in der Zeitschrift für Physik.

Diskussion.

Herr Bothe: 1. Es dürfte etwas schwierig sein, aus diesen Versuchen die wahre Geschwindigkeitsverteilung der gebremsten Kathodenstrahlen abzuleiten, da sowohl die Dispersion der Apparatur als auch die Empfindlichkeit der Platte von der Geschwindigkeit abhängt. Soweit mir bekannt, ist früher die Verteilungsbreite etwas geringer gefunden worden.

2. Wie stimmt der vom Vortragenden gefundene Wert der Konstanten a mit dem von Whiddington angegebenen überein?

Herr Klemperer: Über die Schwärzung der Schumannplatte als Funktion der Kathodenstrahlgeschwindigkeit sind nur einige rohe Versuche gemacht worden, die bisher noch nicht zum endgültigen Ergebnis führten. Es sind deshalb zunächst noch keinerlei Korrektionen

an den aufgenommenen Kurven angebracht worden, und die Kurven geben also nur näherungsweise das Bild der wahren Geschwindigkeitsverteilung wieder. Da aber die Maxima ziemlich scharf sind, wird die ihnen entsprechende Geschwindigkeit von der wirklichen häufigsten Geschwindigkeit wenig abweichen.

Whiddington fand für Aluminium

$$a = 7{,}4 \cdot 10^{42}.$$

George Jaffé (Leipzig), Über den Gleichverteilungssatz.

Der Gleichverteilungssatz gilt wohl noch immer als eine der wichtigsten Folgerungen der klassischen statistischen Mechanik, obgleich durch kritische Untersuchungen, namentlich von Ehrenfest, schon lange klargestellt ist, daß seine Gültigkeit auf unbewiesenen Annahmen beruht. Der Beweis des Gleichverteilungssatzes ist nämlich nur für quasiergodische Systeme geführt, d. h. für solche Systeme, von denen vorausgesetzt wird, daß sie jeder Bewegungsphase beliebig nahe kommen, die mit dem gegebenen Werte der Energie verträglich ist.

Das Wesentliche an dieser Voraussetzung ist, daß sie nur die Konstanz der Energie berücksichtigt und von der möglichen Existenz anderer Bewegungsinvarianten ganz absieht. Ich möchte nun im folgenden den Standpunkt vertreten, daß eine solche Bevorzugung des Energieintegrals unzulässig ist, und ich werde an Beispielen zeigen, daß mit Berücksichtigung weiterer Bewegungsintegrale die Allgemeingültigkeit des Gleichverteilungssatzes verloren geht[1]).

Ich beginne mit einem ganz einfachen System, das nur aus zwei Massen besteht: einem einzelnen Atom m_1 in einer starren, geschlossenen Hülle m_2. Das Atom will ich mir als sehr kleine ideal elastische Kugel denken, und die Hülle soll eine unregelmäßige Gestalt haben, so daß — bei gegebenen Anfangsgeschwindigkeiten — eine unübersehbar komplizierte Bewegung entsteht. Um der Einfachheit halber nur translative Bewegungen betrachten zu müssen, will ich weiter annehmen, daß die Hülle durch irgendwelche äußere Vorrichtungen verhindert ist, Rotationen auszuführen, dagegen sich in den drei Koordinatenrichtungen frei bewegen kann.

Wollte man nun annehmen, daß das betrachtete System quasiergodisch ist — ich will statt dessen sagen: eine Ergode erster Stufe ist —, so würde aus dieser Annahme die Gleichheit des zeitlichen Mittelwerts der lebendigen Kraft für die beiden Massen folgen; das System kann aber keine Ergode erster Stufe sein, weil nach den dynamischen Voraussetzungen auch die Schwerpunktsintegrale konstant sein müssen. Es liegt daher nahe, die Annahme zu machen, daß das System jeder Phase beliebig nahekommt, die mit dem Energie- und den drei Schwerpunktsintegralen vereinbar ist; ein solches System möchte ich nach der Zahl der berücksichtigten Invarianten eine Ergode vierter Stufe nennen. Macht man nun diese Annahme, so läßt sich beweisen, daß die zeitlichen Mittelwerte der lebendigen Kraft relativ zum Schwerpunkt für m_1 und m_2 im umgekehrten Verhältnis der Massen stehen[1]).

Wir haben also in dem betrachteten Modell ein System vor uns, in dem der Gleichverteilungssatz bestimmt nicht gilt. Nun wird man vielleicht einwenden können, daß ein solches System aus nur zwei Massen, trotz der unregelmäßigen Gestalt der Hülle, nicht den Grad von Kompliziertheit besitzt, der die Zulässigkeit der Quasiergodenhypothese wahrscheinlich erscheinen läßt, und wird diese Hypothese auf Systeme beschränken wollen, die aus sehr zahlreichen Einzelmassen bestehen.

Die eben gezeigte prinzipielle Ungültigkeit des Gleichverteilungssatzes bei Berücksichtigung der Schwerpunktsintegrale bleibt aber bestehen, wenn das eine Atom m_1 durch ein verdünntes Gas ersetzt wird, das aus sehr vielen $(n-1)$ kleinen elastischen Kugeln m_i $(i = 1, 2, \ldots n-1)$ in der Hülle m_n besteht.

Wollte man die unzulässige Annahme machen, daß das System jeder Phase beliebig nahe kommt, die mit dem Gesamtbetrage der kinetischen Energie E vereinbar ist, so würde sich für den zeitlichen Mittelwert der lebendigen Kraft irgendeiner Geschwindigkeitskomponente der Gleichverteilungswert

$$\frac{E}{3n} \tag{1}$$

ergeben. Behandelt man aber das System als Ergode vierter Stufe, so ergibt sich in vollständiger Strenge für die mittlere lebendige Kraft einer der drei Geschwindigkeitskomponenten der i-ten Masse relativ zum Schwerpunkt

$$\frac{n}{n-1}\,\frac{M-m_i}{M}\,\frac{E}{3n}, \tag{2}$$

$i = 1, 2, \ldots n$, wo unter $M = \sum_1^n m_i$ die Gesamtmasse des Systems verstanden ist[2]).

1) Die Rechnungen, auf die sich die folgenden Ausführungen stützen, sind in zwei Arbeiten in den Annalen der Physik enthalten: G. Jaffé (I), Ann. d. Phys. **74**, 628, 1924 u. (II), Ann. d. Phys. **76**, 680, 1925. Auf diese Arbeiten wird im Text mit I bzw. II und folgender Seitenzahl verwiesen.

1) Dieses Resultat folgt aus Formel (17) von I, 688.
2) Auch dieses Ergebnis folgt aus I, Formel (17).

Bei Berücksichtigung der Schwerpunktsinvarianten gilt also der Gleichverteilungssatz nur als Grenzgesetz für den Fall, daß n sehr groß und außerdem jede der Massen m_i (einschließlich der Hülle) sehr klein gegen die Gesamtmasse ist. Die Gültigkeit des Gleichverteilungssatzes hört aber auf für jede Einzelmasse, die mit der Gesamtmasse vergleichbar ist. Denke ich mir insbesondere eine Einzelmasse m_i ausgezeichnet und lasse ihre Masse von kleinen Werten ($m_i \ll M$) an zunehmen, bis sie groß gegen die Summe aller anderen Massen geworden ist, so sinkt ihre mittlere lebendige Kraft vom Gleichverteilungswert bis auf Null herab.

Das bisher betrachtete Beispiel scheint mir aus doppeltem Grunde beachtenswert, einmal weil sich die Rechnungen in voller Strenge durchführen lassen, sodann weil es prinzipiell die Abhängigkeit des Gleichverteilungssatzes von der Ergodenhypothese (erster Stufe) zeigt. Wichtiger für den Vergleich mit der Erfahrung ist ein Modell, das sich ergibt, wenn man in dem bisherigen System einige der Atome durch Oszillatoren ersetzt, d. h. wenn man annimmt, daß die m_i zum Teil durch elastische Kräfte an Ruhelagen gebunden sind, die im Raume festliegen. Wird dieses System als Ergode erster Stufe behandelt, so ergibt sich in bekannter Weise Gleichverteilung der Energie; die übliche statistische Mechanik kennt also nur zwei Möglichkeiten: entweder die gebundenen Atome haben überhaupt Bewegungsfreiheit, dann nehmen sie — ohne Rücksicht auf die Festigkeit der Bindung — an der Gleichverteilung teil, oder sie sind absolut starr und nehmen gar keine Energie auf. Diese Folgerung widerspricht nicht nur der Erfahrung, sondern auch der logischen Forderung, daß der starre Körper den stetigen Grenzfall des elastisch deformierbaren darstellen soll. (Man vgl. [I], S. 629 f.).

Schon die bisherigen Betrachtungen lassen vermuten, daß in Wirklichkeit das Verhalten ein anderes sein wird. Um das klar zu machen, denke ich mir vorübergehend, daß nur ein einziger Oszillator im Felde vieler freien Atome vorhanden sei; seine Masse m_i sei klein gegen die Gesamtmasse und er habe die Eigenfrequenz ν. Wächst jetzt ν von sehr kleinen zu sehr großen Werten, so ist zu vermuten, daß sich der Oszillator beim Stoß mit freien Atomen wie ein Atom verhält, dessen Masse unbegrenzt zunimmt, und danach wäre aus Analogie mit dem zuletzt gebrachten Beispiel zu erwarten, daß die mittlere lebendige Kraft des Oszillators vom Äquipartionswert auf Null abnimmt.

Es handelt sich nun darum, diesen einfachen physikalischen Gedanken mathematisch zu fassen. Der Weg ist durch die bisherigen Betrachtungen vorgeschrieben: das betrachtete dynamische System ist durch sein Energieintegral noch nicht hinreichend charakterisiert, es müssen vielmehr diejenigen Bewegungsintegrale aufgesucht werden, die den Einfluß der elastischen Bindung auf den Stoß zwischen einem freien und einem gebundenen Atom zum Ausdruck bringen. Diese Aufgabe läßt sich leider aus mathematischen Schwierigkeiten nicht mehr in aller Strenge lösen; immerhin läßt sich die Rechnung soweit durchführen, daß der erwartete Einfluß klar zutage tritt.

Dafür ist es erforderlich, die Stoßdauer τ einzuführen; dieser Begriff läßt sich ebensowenig wie der analoge Begriff „Wirkungssphäre" scharf definieren, spielt aber für die hier obwaltenden Verhältnisse eine entscheidende Rolle. Solange τ klein gegen die Schwingungsdauer $T = \frac{2\pi}{\nu}$ ist, verhält sich der Oszillator beim Stoß wie ein freies Atom; ist dagegen T klein gegen τ, so verhält sich der Oszillator wie ein starr gebundenes Atom, und dazwischen erfolgt der stetige Übergang. In der Tat läßt sich aus den Bewegungsgleichungen folgern, daß sich der Oszillator von der Masse m_1 beim Stoß wie ein freies Atom von der Masse $m_1\,\chi(\nu\tau)$ verhält, wo $\chi(z)$ eine Funktion ihres Arguments ist, die für kleine z den Wert 1 annimmt und mit z über alle Grenzen wächst[1]).

Mit der scheinbaren Masse $m_1\chi(\nu\tau)$ geht der Oszillator in den Schwerpunktssatz ein, und die so gewonnenen Invarianten sind bei der Aufstellung des statistischen Gesetzes zu berücksichtigen. Die Rechnungen lassen sich zwar nicht mit der gleichen Strenge durchführen, wie bei freien Atomen, ergeben aber unzweideutig den Nachweis, daß der mittlere Energieinhalt von Oszillatoren, die sich im Felde freier Atome befinden, mit wachsendem $\nu\tau$ gegen Null abnimmt. (Man vgl. [I] S. 654 und [II] S. 707.)

Über den Verlauf des Abfalls würden sich erst dann nähere Angaben machen lassen, wenn erstens das Gesetz der beim Stoß wirksamen Kräfte bekannt wäre, und wenn sich der Stoßvorgang mathematisch streng behandeln ließe. Ich will hier nur soviel erwähnen, daß sich der Grenzfall $\nu\tau \gg 1$ (sehr starre Bindung) behandeln läßt, wenn man die An-

1) Man vgl. dazu (I), S. 648 ff. Der Beweis ist dort allerdings nur für zentrale Stöße geführt; dieselbe Rechenmethode läßt sich aber auch auf beliebige Stöße und nicht-lineare Oszillatoren ausdehnen.

nahme macht, daß die beim Stoß wirksamen abstoßenden Kräfte umgekehrt proportional der dritten Potenz des Abstandes sind. Wie ich an anderer Stelle zeigen werde, gelangt man dann zu dem gleichen Ergebnis, das sich auch aus der Planckschen Formel für diesen Grenzfall ergibt. Beim Übergang zur Strahlungsformel (I, S. 659) ergibt sich also dann das Wiensche Strahlungsgesetz, wie es sein muß.

Zusammenfassend glaube ich sagen zu können, daß die klassische statistische Mechanik einen sehr viel allgemeineren Rahmen darstellt, als im allgemeinen angenommen wird. Man hat sich bisher fast ausschließlich mit einem Sonderkapitel dieser allgemeinen Disziplin beschäftigt, das ich „Statistische Mechanik des Energieintegrals" nennen möchte. Nimmt man die von mir befürwortete Erweiterung vor, die übrigens schon von Boltzmann und Maxwell vorgesehen war, so scheint es durchaus möglich, den empirisch festgestellten Abweichungen von der Gleichverteilung gerecht zu werden.

Diskussion.

Herr Smekal: Vor allem möchte ich hervorheben, daß man sich der „Ergoden höherer Stufe", wenngleich unter anderer Bezeichnung, auch in der neueren Literatur stets mit dem vollen Bewußtsein ihrer Notwendigkeit bedient hat, z. B. bei H. A. Lorentz, P. Hertz oder bei mir; die von Herrn Jaffé namhaft gemachten Abweichungen vom Gleichverteilungssatz sind dabei für die wirklichen Anwendungen stets als unerheblich bezeichnet worden, obgleich sie natürlich prinzipiell immer vorhanden sind. Was die Behandlung der Wechselwirkungen zwischen freien Atomen und Oszillatoren anbetrifft, so findet sie sich in, wie ich glaube, wesentlich allgemeinerer Form bereits 1912 bei H. Poincaré (Journ. de phys. [V] 3, 5, 1912). Poincaré hat nicht bloß eine allgemeine Wechselwirkungsinvariante aufgestellt, sondern auch versucht, sie auf Grund experimenteller Tatsachen (Planckscher Strahlungsgesetz) näher zu ermitteln. Sein Ergebnis ist, daß eine mechanische Invariante nicht besteht, daß man vielmehr eindeutig zu den Ansätzen der I. Planckschen Quantentheorie geführt wird. — Bezüglich einer ferneren Anwendung „quasiergodischer" Systeme beliebiger Stufe in der Statistik schließlich muß hervorgehoben werden, daß sie nach einer neueren Untersuchung von T. M. Cherry auf entscheidende analytische Schwierigkeiten stößt. Nach Cherry kommen im Wiederkehrbereich von dynamischen Bahnkurven, welche bei s Freiheitsgraden einen mindestens $(s+1)$-dimensionalen Bereich im Phasenraum überall dicht erfüllen, Singularitäten vor, welche z. B. eine Berechnung konvergenter Zeitmittelwerte ausschließen.

Herr Jaffé: Wie ich in einer bereits publizierten Arbeit hervorgehoben habe, geht die Methode der „Ergoden höherer Stufe" auf Boltzmann selbst zurück, und ist Maxwell der erste gewesen, der die Abweichungen vom Gleichverteilungssatz bei Berücksichtigung der Schwerpunkts- und Flächensätze berechnet hat. Dagegen habe ich, im Gegensatz zu Maxwell und den von Herrn Smekal genannten Autoren nachgewiesen, daß die Abweichungen von der Ergode erster Stufe durchaus wesentlich sind, weil sie unter anderem dem Stoßzahlansatz widersprechen und damit dem H-Theorem das Fundament entziehen. — Die Berührung meiner Überlegungen mit der Poincaréschen Arbeit liegt nur in der Problemstellung. Denn Poincaré ändert die mechanischen Gesetze des Stoßes ab und behält die Ergode erster Stufe bei, während ich umgekehrt die klassische Mechanik beibehalte und Ergoden höherer Stufe (oder als ihren angenäherten Ausdruck: Paaransätze) betrachte. Bei dieser Verschiedenheit der Grundannahmen ist weder irgend ein Teil meiner Untersuchung in der Poincaréschen enthalten, noch sagen die Ergebnisse der letzteren etwas gegen die meinigen aus. — Die Arbeit von Cherry ist mir nicht bekannt. Vielleicht kann ich im Zusammenhang mit den Schwierigkeiten, die sich aus ihr zu ergeben scheinen, erwähnen, daß auch aus meinen Untersuchungen hervorgeht, daß unter Umständen die Ergodenmethode zu unzulässigen Resultaten führt. (Ann. d. Phys. [IV] **76**, 702, 707, 1925.)

Herr Sommerfeld: Die methodisch sehr lehrreichen und überzeugenden Überlegungen dürfen uns meiner Meinung nach nicht veranlassen anzunehmen, daß die Quanten hierdurch jemals überflüssig werden könnten. Das vom Herrn Vortragenden benutzte Stoßgesetz scheint jedenfalls nicht eine naturgemäße Grundlage zur Erklärung des universellen h zu geben.

Herr Jaffé: Ich möchte betonen, daß ich hier lediglich dynamische Beispiele für die Ungültigkeit des Gleichverteilungssatzes habe geben wollen.

Herr Herzfeld: Ich möchte zu dem Vortrag eine Bemerkung vom thermodynamischen Standpunkt machen. Man kann, glaube ich, die interessanten Resultate des Herrn Vortragenden so ausdrücken, daß sich bei bestimmten vorgeschriebenen Wechselwirkungen das thermodynamische Gleichgewicht nicht einstellt, sondern nur ein stationärer Zustand, der von der speziellen Art der Wechselwirkung abhängt und sich

ändert, wenn man eine neue Wechselwirkung, einen neuen Weg des Ausgleichs zufügt. Daß in einer gedachten Welt, in der die klassischen Gesetze gelten würden, ein von der Art der Wechselwirkung unabhängiges thermodynamisches Gleichgewicht gilt, zeigt, daß in Wirklichkeit viele verschiedene Wechselwirkungen existieren, bzw. daß das System so kompliziert ist, daß praktisch nur sehr wenig Integrale außer dem Energieintegrale auftreten.

Herr Jaffé: Die Unterscheidung von „stationärem Zustand" und „thermodynamischem Gleichgewicht" scheint mir bedenklich und im übrigen auch unnötig, wenn man das wahre (unbekannte) Wechselwirkungsgesetz als allgemein gültig ansieht.

L. Szilard (Berlin), **Über selektive Zerstreuung von Röntgenstrahlen.** (Nach Versuchen gemeinsam mit H. Mark. Gekürzt mitgeteilt, da die Arbeit inzwischen ausführlich in der Zeitschrift für Physik 33, 788, 1925 erschienen ist.)

Als erster hat wohl G. Mie vor einiger Zeit auf die Möglichkeit einer selektiven Reflexion der Röntgenstrahlen an Kristallen hingewiesen. Er glaubte auch experimentell finden zu können, daß z. B. ein Wismutkristall jene Strahlung, deren Wellenlänge mit der charakteristischen Strahlung des Wismuts übereinstimmt, besonders stark reflektiert, hat sich jedoch bald davon überzeugt, daß dieser Effekt durch Nebenumstände vorgetäuscht worden war.

Wir haben nun einen Weg eingeschlagen, der solche selektiven Effekte recht sicher nachzuweisen gestatten würde, indem wir die Reflexion von Röntgenstrahlen an der (111)-Ebene eines Rubidiumbromidkristalles untersuchten. Rubidium und Brom stehen im periodischen System nahe beisammen und zerstreuen Röntgenstrahlen im allgemeinen gleich stark. Im Rubidiumbromidkristall sind die (111)-Ebenen abwechselnd mit Rubidiumionen und Bromionen belegt; diese Ebenen wirken bei der Reflexion in erster Ordnung gegeneinander und für Wellenlängen, welche von beiden Ionen in gleicher Weise zerstreut werden, wird daher diese Reflexion vollkommen ausgelöscht. Wir haben uns durch Versuche vergewissert, daß für Kupfer- und Eisen-K Strahlung die fragliche Reflexion auch bei sehr langer Belichtung nicht auftritt. Würde nun für irgendeine Strahlung, etwa für die charakteristische Strahlung des Broms, das Bromion im Rubidiumbromidkristall selektiv zerstreuen, dann müßte für diese Strahlung die sonst ausgelöschte Reflexion erscheinen.

Zunächst haben wir nun einen Rubidiumbromidkristall mit Brom-$K\alpha$-Strahlung belichtet und gefunden, daß die Reflexion nicht auftritt, woraus hervorgeht, daß die charakteristische Strahlung durch das betreffende Atom nicht selektiv zerstreut wird, was auch theoretisch schwer zu verstehen gewesen wäre.

Dann haben wir aber den Kristall mit $SrK\alpha$-Strahlung belichtet, deren Wellenlänge in dem schmalen Wellenlängenbereich zwischen den Absorptionskanten von Brom und Rubidium liegt. Für diese Strahlung, welche wohl vom Brom, nicht aber vom Rubidium selektiv absorbiert wird, ist nun die sonst ausgelöschte Reflexion aufgetreten. Diese Strahlung wird also offenbar vom Brom selektiv zerstreut.

Um dies zu verstehen, kann man sich im Einklang mit der klassischen Theorie vorstellen, daß durch die vom Röntgenlicht getroffenen Atome eine mit dem Primärlicht kohärente sekundäre Kugelwelle emittiert wird. Diese Kugelwelle soll durch Interferenz mit der Primärwelle die Absorption bewirken und zugleich das seitlich zerstreute (abgebeugte) Röntgenlicht repräsentieren. Eine selektive Absorption entspricht dann einer vergrößerten Amplitude bzw. einer veränderten Phase der Kugelwelle, was sich dann auch im abgebeugten Licht bemerkbar machen muß und bei dem Versuch am Rubidiumbromidkristall das Auftreten der sonst ausgelöschten Reflexion hervorrufen muß.

Der Zusammenhang zwischen Absorption und Zerstreuung, welcher sich hier äußert, ist vom quantentheoretischen Standpunkt aus noch schwerer zu verstehen als im Falle der Absorption und Zerstreuung der Resonanzlinie 2536 des Quecksilbers. Der Unterschied liegt darin, daß im Falle der Resonanzlinie des Quecksilbers die absorbierte Frequenz und die durch Elektronensprung emittierte Frequenz identisch sind, während im vorliegenden Falle das Bromatom die $SrK\alpha$-Strahlung absorbiert und durch Elektronensprung ganz andere Wellenlängen, nämlich die charakteristischen Brom-K-Strahlungen emittiert.

Diskussion.

Herr Joos: Die Schwierigkeiten sind bei der optischen Resonanz nicht minder groß. Denn die Erscheinung, bei der sicher eine Phasenbeziehung zur einfallenden Welle besteht, die reguläre Reflexion am Quecksilberdampf, ist eine Folge der anomalen Dispersion und ist von dem Gebiet der eigentlichen Resonanz durch ein Dichteintervall getrennt, bei dem jede Resonanz durch Stöße zweiter Art vernichtet wird.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Die photographische Spektralphotometrie.

Von H. B. Dorgelo.

Inhaltsübersicht.

Einleitung.

I. Die Schwärzungsgesetze photographischer Platten.

II. Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der Komponenten solcher Liniengruppen, die nur einen kleinen Wellenlängenunterschied haben (Methode A).

III. Heterochrome photographische Spektralphotometrie zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von Linien mit großem Wellenlängenunterschied (Methode B).

IV. Lichtquellen, deren Energieverteilung bekannt ist:
- a) Absolut schwarzer Körper.
- b) Wolframdrahtlampe, deren wahre Temperatur und Emissionsvermögen in Abhängigkeit der Wellenlänge bekannt ist.
- c) Wolframdrahtlampe, deren Farbtemperatur gemessen ist.
- d) Wolframdrahtlampe, deren Energieverteilung durch ein Eichungsverfahren mittels Thermosäule und photographischer Photometrie bestimmt ist.
- e) Milchglaslampe, deren spektrale Energieverteilung durch spektrophotometrische Vergleichung mit der Energieverteilung eines schwarzen Körpers bekannter Temperatur bestimmt ist.
- f) Einige andere Lichtquellen, deren Energieverteilung untersucht worden ist.

V. Apparate zur Messung der Schwärzung photographischer Platten.
- a) Allgemeines.
- b) Mikrophotometer von Hartmann.
- c) Mikrophotometer von Fabry und Buisson.
- d) Mikrophotometer von P. P. Koch und das Mikrophotometer von Rosenberg.
- e) Mikrophotometer von Moll.

VI. Einige Resultate der photographischen Spektralphotometrie.
- a) Intensitäten der Komponenten von Multipletts erster Stufe.
- b) Intensitäten der Komponenten von Multipletts zweiter Stufe des Neons.
- c) Intensitäten der Röntgenlinien.
- d) Intensitäten der aufeinanderfolgenden Glieder einer Serie.

VII. Die Schwärzung der photographischen Platte durch Röntgenstrahlen und ihre Anwendung zu Intensitätsmessungen.

Literaturverzeichnis.

Einleitung.

Die in den letzten Jahren gefundenen Gesetzmäßigkeiten der relativen Intensitäten der Komponenten mehrfacher Spektrallinien haben die Wichtigkeit der quantitativen photographischen Spektralphotometrie am deutlichsten gezeigt. Während die früheren Angaben der Intensitäten der Spektrallinien durch die Spektroskopiker, wie wir sie in den Tabellen und Handbüchern finden, nur auf Schätzungen beruhen, ohne daß auf etwaige Empfindlichkeit der Platte für verschiedene Wellenlängen und dergleichen Rücksicht genommen war, ist es jetzt möglich, nicht nur das Intensitätsverhältnis benachbarter Spektrallinien zu messen mit einer Unsicherheit von nur wenigen Prozenten, sondern auch die Energieverteilung in größeren Spektralgebieten zu untersuchen.

Im folgenden wollen wir eine Übersicht darüber geben, wie sich das photographisch-photometrische Meßverfahren in den letzten Jahren entwickelt hat, wie die Methoden vervollkommnet und erweitert worden sind, um danach eine Zusammenfassung der Resultate darzustellen, welche mit diesen Methoden erreicht worden sind.

Erstens werden wir eine kurze Übersicht geben über die Eigenschaften der photographischen Platte. Zweitens besprechen wir die Methoden zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von Spektrallinien gleicher oder beinahe gleicher Wellenlängen. Wir werden diese Methode als die „Methode A" bezeichnen. Drittens werden wir die Methode zur Messung des Intensitätsverhältnisses heterochromer Spektrallinien beschreiben, bezeichnet als „Methode B". Viertens geben wir eine Übersicht über die bisher erhaltenen Resultate. Am Schluß folgen noch einige Bemerkungen über photographische Intensitätsmessungen im Gebiete der Röntgenstrahlen.

I. Die Schwärzungsgesetze photographischer Platten.

Wenn eine photographische Platte gleichmäßig belichtet, darauf entwickelt und fixiert ist, zeigt sie eine Schwärzung, abhängig von der Art der Platte, von der Intensität und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, von der Expositionszeit und von der Art und Zeit der Entwicklung und auch noch davon, ob die Belichtung kontinuierlich oder intermittierend war. Die Gesetze, welche die Schwärzung einer photographischen Platte beherrschen, sind insbesondere für den Physiker, der die Intensitäten verschiedener Strahlungen vergleichen will, von außerordentlichem Interesse.

Um die Schwärzung einer Platte zu definieren, wird meistens benutzt die absorbierende Wirkung der geschwärzten Schicht, ausgeübt

auf ein einfallendes Strahlenbündel. F. Hurter und V. C. Driffield (1) nennen den Bruch $\frac{\text{auffallendes Licht}}{\text{durchgelassen. Licht}}$ die Undurchlässigkeit der Platte. Den Briggschen Logarithmus dieses Bruches nennen sie die „Schwärzung" (englisch: density).

Wir geben eine etwas abweichende, dem Meßverfahren sich mehr anschließende Definition der Schwärzung und definieren die Schwärzung S eines gleichmäßig geschwärzten Teils einer photographischen Platte als den Briggschen Logarithmus des Verhältnisses $\frac{i_0}{i}$, wo i_0 die Intensität des Strahlenbündels angibt, welches durch einen nicht geschwärzten Teil der Platte, und i die Intensität desselben Strahlenbündels, nachdem es durch den geschwärzten Teil der Platte gegangen ist.

Für die Schwärzung S schreiben wir also:

$$S = \log \frac{i_0}{i}.$$

Bei der Messung der Schwärzung verschiedener Teile einer photographischen Platte ist darauf zu achten, daß die photographische Schicht das Licht nicht nur absorbiert, sondern auch zerstreut. Wenn ein paralleles Strahlenbündel durch solch eine Platte geht, wird ein Teil des Lichtes absorbiert, ein Teil geht als paralleles Strahlenbündel weiter und ein Teil wird in alle Richtungen zerstreut. Das Resultat der Schwärzungsmessung wird also davon abhängig sein, wieviel des durch die Platte zerstreuten Lichtes durch die hinter der Platte stehende Linse aufgefangen wird. Um vergleichbare Resultate zu bekommen, ist also darauf zu achten, daß bei der Messung der Schwärzung verschiedener Teile einer photographischen Platte (und dies gilt für alle trüben Medien) der Strahlengang des Bündels und die Stelle der Platte nicht geändert wird. Bei den üblichen Meßapparaten für Schwärzungen ist diese Bedingung erfüllt. Deumens (2) hat gezeigt, daß die Schwärzung abhängig ist von der Farbe des Lichtbündels, mit dem die Schwärzung gemessen wird. Das Resultat von Deumens, wie wichtig auch für das Studium der photographischen Platte, ist jedoch für die praktische Photometrie von weniger Bedeutung, weil man ja stets mit derselben Lichtquelle arbeiten kann.

Die Schwärzung einer photographischen Platte in Abhängigkeit von der Intensität des auffallenden Lichtes und von der Art und Dauer der Entwicklung (3) (3a) ist eingehend untersucht worden.

Die Schwärzung einer photographischen Platte als Funktion von Intensität und Belichtungszeit des einfallenden Lichtes.

Fig. 1 gibt eine Kurve, welche die Schwärzung als Funktion des Logarithmus der Intensität des einfallenden Lichtes angibt, bei gleicher Belichtungszeit.

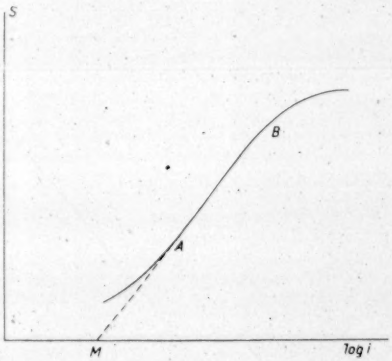


Fig. 1.

Diese Kurve steigt erst im Gebiet der sogenannten Unterbelichtung langsam, danach stärker und regelmäßig im Gebiet der normalen Belichtung, erreicht ein Maximum, so daß Erhöhung der Intensität keine größere Schwärzung S mehr gibt, um schließlich selbst wieder im Gebiet der sogenannten Solarisation abzufallen.

Die Länge des geraden Teils der Schwärzungskurve ist abhängig von der Plattenart.

Insofern man im Gebiete der normalen Belichtung bleibt, wird das Gesetz, das die Schwärzung als Funktion der Intensität i angibt, ausgedrückt durch die Relation:

$$S = a + \gamma \log i \qquad (1)$$

Der Koeffizient γ bestimmt die Neigung der Schwärzungskurve. Wenn die Neigung der Kurve gering ist, also γ klein, bedeutet dies, daß große Änderungen in der Intensität des auf die Platte gefallenen Lichtes nur kleine Änderungen in der Schwärzung verursachen. Die Kontrastwirkung der Platte ist dann gering. Im Gebiet der Unter- und Über-Belichtung ist der Koeffizient γ kleiner als im Gebiet der normalen Belichtung, ist die Kontrastwirkung also kleiner.

Der Koeffizient γ (bisweilen Kontrastfaktor genannt) ist abhängig von der Entwicklung und von der Plattenart. Wenn man die Ent-

wicklungszeit erhöht, wird die Neigung der Schwärzungskurve größer, der Koeffizient γ nimmt zu bis zu einem Grenzwert. Dieser Grenzwert kann für kontrastreiche Platten, bestrahlt mit Licht des sichtbaren Teils des Spektrums, zwischen 2 und 3 liegen. Für andere Platten ist der Wert bisweilen viel kleiner und von der Ordnung 1.

Für eine bestimmte Plattenart kann man den γ-Wert beeinflussen durch die Art der Entwicklung und durch die Entwicklungszeit.

Für genaue Intensitätsmessungen ist es im allgemeinen erwünscht, unter Umständen zu arbeiten, bei denen der Faktor γ so groß wie möglich wird.

Die Länge des geraden Teils der Schwärzungskurve ist abhängig von der Plattenart. Für die photographische Spektralphotometrie ist es erwünscht, mit solchen Platten zu arbeiten, deren gerader Teil der Schwärzungskurve so lang wie möglich ist, weil man zur Messung des Intensitätsverhältnisses verschiedener Spektrallinien vorzugsweise den mittleren Teil der Schwärzungskurve benutzt, da für diesen Teil der Kurve die einfache Beziehung (1) zwischen S und i besteht.

Meistens variieren die Intensitäten im normalen Belichtungsgebiet im Verhältnis von 1:10 bis 1:20 (bisweilen bekommt man eine gerade Linie, bei Intensitäten variierend zwischen 1 und 100). Will man Intensitäten vergleichen mit größeren Unterschieden, als durch diese Verhältnisse angegeben, so muß man entweder die Form der Schwärzungskurve, auch im nicht geraden Teil so gut wie möglich bestimmen oder die Belichtungszeit t variieren.

Die Methode zur genauen Festlegung der Form der Schwärzungskurve wird in Abschnitt II besprochen werden.

Für die zweite Methode ist es nötig, die Beziehung zwischen verschiedenen Werten von i und t zu bestimmen, welche die gleiche Schwärzung hervorbringen.

Wie bekannt, hat das Reziprozitätsgesetz von Bunsen-Roscoe (4), nach dem gleiche Schwärzungen korrespondieren mit gleichem Produkte $i \times t$, nur sehr beschränkte Gültigkeit. Tatsächlich erreicht man mit einer Intensität i mit einer Expositionszeit $\frac{t}{a}$ eine größere Schwärzung, als wenn man mit der Intenstät $\frac{i}{a}$ während einer Zeit t belichtet (für $a > 1$). Ein exakteres Schwärzungsgesetz ist von Schwarzschild (5) ausgesprochen:

Die Schwärzung, verursacht durch eine Intensität i und eine Expositionszeit t, ist nicht eine Funktion des Produkts it, jedoch von it^p, (p ist dabei ein Exponent, charakteristisch für eine bestimmte Plattensorte). Gleiche Werte von it^p korrespondieren mit gleichen Schwärzungen. Für einige Platten ist p beinahe gleich 1, in diesem Fall ist das Reziprozitätsgesetz gültig. Im allgemeinen ist p kleiner als 1 und kann z. B. gleich 0,9 sein.

Hurter und Driffield haben gezeigt, daß in einem bestimmten Schwärzungsintervall folgende Beziehungen gültig sind:

$$S = \log (k_1 t^n) \text{ und } S = \log (k_2 i^m).$$

Durch Kombination dieser beiden Beziehungen folgt hieraus nach J. Stark (6) die allgemeine Formel:

$$S = \log (k i^m t^n).$$

Wenn man verschiedene Stellen einer Platte mit konstanten Intensitäten, doch mit variierender Expositionszeit belichtet, danach entwickelt, fixiert und die erhaltenen Schwärzungen bestimmt, kann man die Kurve konstruieren, welche die Beziehung angibt zwischen $\log t$ und der Schwärzung S. Solch eine Kurve wird in Fig. 2 wiedergegeben. Sie hat dieselbe Form wie die Kurve der Figur 1, welche die Beziehung zwischen $\log i$ und S angibt.

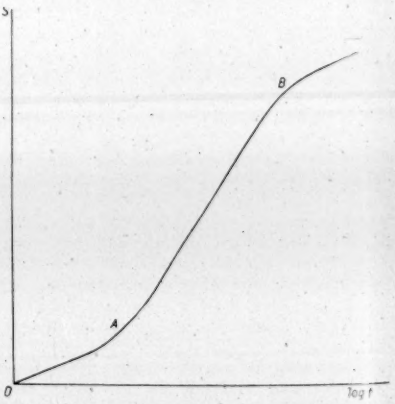


Fig. 2.

Der gerade Teil dieser Kurve wird charakterisiert durch die Formel $S = a' + \gamma' \log t$. Im allgemeinen ist γ' von γ verschieden. Wäre das Reziprozitätsgesetz gültig, so würden die beiden Kurven von Fig. 1 und Fig. 2 miteinander zur Deckung zu bringen sein, dann wäre $\gamma' = \gamma$. In dem Fall, daß das Schwarzschildsche Gesetz gültig ist, hat man $\gamma' = p\gamma$, so daß γ' im allgemeinen kleiner ist als γ.

A. J. H. Busé (7) fand, daß die Schwärzung durch Licht des sichtbaren Teils des Spektrums als Funktion der Expositionszeit durch die Formel

$$S = C\,(\log \frac{t}{\tau} + 1)$$

wiedergegeben werden kann[1]).

Eine photographisch-photometrische Messung unter Benutzung des Schwarzschildschen Satzes erfordert eine besondere p-Bestimmung auf derselben Platte, auf der die zu photometrierende Erscheinung aufgenommen ist.

E. Kron (8) schließt aus seinen Untersuchungen, daß bei großen Variationen der Lichtintensität das Schwarzschildsche Gesetz für keinen einzigen Schwärzungsgrad streng gültig ist.

Auch die Untersuchungen von J. A. Parkhurst (9), H. E. Ives (10) und L. A. Jones und E. Huse (10a) weisen auf Abweichungen des Schwarzschildschen Gesetzes hin.

Im folgenden Abschnitt wird ein photographisch-photometrisches Verfahren beschrieben, mit dem es möglich ist, die Intensität-Schwärzungskurve für große Intensitätsgebiete mit großer Genauigkeit festzulegen, wodurch es möglich ist, die Benutzung des Schwarzschildschen Gesetzes zu umgehen.

Auf die für die heterochrome photographische Photometrie so wichtige Beziehung zwischen Schwärzung und Wellenlänge wird im Abschnitt III eingegangen.

II. Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der Komponenten solcher Linien gruppen, die nur einen kleinen Wellenlängenunterschied haben. (Methode A).

Das Prinzip des photographisch-photometrischen Meßverfahrens wurde schon von Hartmann (11) angegeben und beruht auf folgendem: Zwei Lichtintensitäten von gleicher (oder beinahe gleicher) Wellenlänge sind gleich, wenn sie in gleichen Zeiten auf derselben photographischen Platte dieselbe Schwärzung hervorrufen.

Die vielfach benutzte, von P. P. Koch (12 [2]) herrührende Methode bestand darin, daß man die zu untersuchende Erscheinung, z. B. einige benachbarte Spektrallinien, mit einer bestimmten, möglichst günstigen Expositionszeit photographierte. Mit derselben Expositionszeit und demselben Strahlengang nimmt man dann auf derselben Platte eine Reihe von Intensitätsmarken bekannten Intensitätsverhältnisses auf, mit Licht derselben Wellenlänge wie das der zu untersuchenden Linie.

Nachdem die Platte entwickelt, fixiert, gewaschen und getrocknet ist, wurde die Schwärzung der Intensitätsmarken mit Hilfe eines Photometers bestimmt. Die Marken liefern also die für die betreffende Platte gültige Beziehung zwischen der auf die Platte aufgefallenen Intensität und der dadurch hervorgerufenen Schwärzung. Diese Beziehung wird graphisch dargestellt und gibt also die Intensitäts-Schwärzungskurve. Mit Hilfe dieser Intensitäts-Schwärzungskurve und der mit demselben Photometer gemessenen Schwärzungen der zu untersuchenden Linien ist die relative Intensität der Linien zu den Intensitätsmarken zu messen und damit auch die relative Intensität der Linien selbst.

Diese Methode hat den Nachteil, daß das Anfertigen der Reihen von Intensitätsmarken sehr zeitraubend ist, insbesondere, wenn die Expositionszeit für die zu untersuchenden Spektrallinien groß ist. Außerdem ist diese Methode nicht einwandfrei, wenn man das Intensitätsverhältnis von Linien einer intermittierenden Lichtquelle untersuchen will, wegen des auftretenden Intermittenzeffekts. Nach einer anderen Methode photographiert man die zu untersuchende Spektrallinien gruppe mit einer bestimmten, möglichst günstigen Expositionszeit und nimmt sie dann mit derselben Belichtungszeit auf derselben Platte noch einige Male auf, doch in einem bekannten Maße geschwächt. Auch diese Methode ist sehr zeitraubend und erfordert eine konstante Lichtquelle.

Das Problem war also, eine einwandfreie Methode auszuarbeiten, welche gestattet, mit Hilfe einer einzigen Aufnahme sowohl die Intensitätsmarken als auch die zu untersuchenden Linien gruppen gleichzeitig zu bekommen. Alsdann ergeben sowohl das Intermittieren als auch die Inkonstanz der Lichtquelle keine Schwierigkeiten mehr. Die nachfolgende photographisch-spektralphotometrische Methode (13) hat die Lösung dieses Problems gegeben.

Eine Lichtquelle Li erleuchtet gleichmäßig eine Linse L_1, welche die Lichtquelle auf einem Diaphragma D abbildet. Bei Benutzung einer Kohlenbogenlampe (Fig. 3) kann man also das Licht der Kohle abschirmen. Eine Linse L_2 bildet eine Reihe von Rauchgläsern R, die das durch L_1 gegangene Licht in einem bekannten Maße schwächen, auf den Spalt Sp des be-

[1]) Für $t = 0$ ist nach dieser Formel $S = 0$. Die Kurve geht also durch den Nullpunkt des Koordinatensystems Zeit—Schwärzung. Nach Busé besteht also für die von ihm untersuchte Plattenart (Imperial) kein „Schwellenwert".

[2]) Jedem, der sich mit der photographischen Spektralphotometrie beschäftigen will, wird geraten, erst den Artikel von P. P. Koch in Band 30 der Ann. d. Phys. (1909) zu lesen, worin viele nützliche Winke zu finden sind.

nutzten Spektrographen scharf ab. Durch passende Wahl der Linsen kann man es so einrichten, daß die Linse L_2 gleichzeitig das Diaphragma D auf der Kollimatorlinse des Spektrographen abbildet, so daß kein Lichtverlust im Spektrographen stattfindet. Statt Rauchgläser sind vielfach auch Teile von gleichmäßig geschwärzten photographischen Platten benutzt worden. Jedoch ist hier wegen der Streuung des Lichtes mit der Abhängigkeit des Absorptionsvermögens vom Strahlungsgang zu rechnen (14). Mit dieser Anordnung wird der Spalt des Spektrographen sozusagen in verschiedene Teile geteilt, welche mit verschiedenen Intensitäten belichtet werden. Auf diese Weise

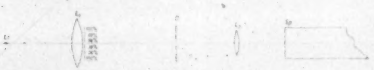


Fig. 3.

wird das Spektrum einer Lichtquelle gleichzeitig in verschiedenem Maße geschwächt durch eine einzige Aufnahme auf die Platte gebracht. Die Inkonstanz und das Intermittieren der Lichtquelle machen hierbei keine Fehler mehr.

Damit nun nach dieser Methode die Intensitäten einiger Linien verglichen werden können, dürfen die Wellenlängen dieser Linien, wegen der verschiedenen Empfindlichkeit der photographischen Platte für Licht verschiedener Wellenlänge, nicht so weit verschieden sein, daß gleiche Energien dieser Wellenlängen meßbar unterschiedliche Schwärzung hervorbringen. Ist der Wellenunterschied der zu untersuchenden Spektrallinien so groß, daß diese Bedingung nicht erfüllt ist, so muß Methode B angewandt werden (siehe Abschnitt III).

Die Verwendung von Rauchgläsern beschränkte die Methode auf das sichtbare Spektrum, so daß gerade das spektroskopisch interessante Gebiet im Ultravioletten der Untersuchung verschlossen blieb. Jedoch ist vom Verfasser (15) eine Erweiterung der beschriebenen Methode für den ultravioletten Teil des Spektrums gegeben durch Anfertigung von verschiedenen Stufenabschwächern[1]), welche auch für Intensitätsmessungen im ultravioletten Teil des Spektrums brauchbar sind. Am besten haben sich Quarzplättchen bewährt, auf denen dünne Platinschichten verschiedener Dicke durch Verdampfung eines Platindrahtes niedergeschlagen waren.

Auch ist es möglich, im Ultravioletten brauchbare Stufenabschwächer anzufertigen, indem von Teilen verschieden stark geschwärzter photographischer Platten die Gelatinehaut abgezogen wird. Jedoch sind diese photographischen Abschwächer für Wellenlängen kleiner als 2800 Å wegen der bekannten Gelatineabsorption unbrauchbar[1]). Überdies zeigen diese Abschwächer bei ungefähr 3100 A.-E. eine starke selektive, schon von Fabry und Buisson (17) beobachtete Durchlässigkeit. Um diese letztere Schwierigkeit zu beseitigen, muß die photographische Platte vor dem Abweichen der Gelatinehaut auf die von Fabry und Buisson beschriebene Weise in $HgCl_2$-Lösung und danach in Ammoniak gebadet werden. Nach diesem Verfahren zeigen die photographischen Abschwächer die selektive Durchlässigkeit bei 3100 A.-E. nicht mehr und sind für Licht von Wellenlängen größer als 2800 A.-E. für Intensitätsmessungen sehr geeignet. Für kleinere Wellenlängen jedoch ist die Absorption der Gelatine so groß, daß beinahe alles Licht absorbiert wird.

Die oben genannten Quarzplättchen, auf denen durch Verdampfen oder Zerstäuben eines Platindrahts Platinschichten verschiedener Durchlässigkeit aufgebracht waren, zeigen den erwähnten Mangel nicht.

Für die Anfertigung dieser Quarzplatinstufenabschwächer sei verwiesen auf den betreffenden Artikel (15) in der Zeitschrift für Physik.

Wie beschrieben wurde, bildet die Linse L_2 (Fig. 3) die Reihenfolge von Rauchgläsern auf dem Spalt Sp des benutzten Spektrographen scharf ab, so daß der Spalt des Spektrographen sozusagen in verschiedene Teile geteilt wird, welche mit verschiedenen Intensitäten belichtet werden. Diese verschiedenen Teile des Spaltes müssen nun punktuell auf der photographischen Platte abgebildet werden. Dies erfordert eine stigmatische Anordnung des Spektrographen, also einen gewöhnlichen Glas- oder Quarzspektrographen, oder eine stigmatische Aufstellung des Gitterspektrographen, z. B. eine Gitteraufstellung nach Fabry und Buisson (18, 19). Die größtmögliche Dispersion ist dann aber nicht zu erreichen.

R. Frerichs (20) in Bonn hat nun einen Kunstgriff angegeben, wodurch die Methode A insofern vervollkommnet wird, daß auch das astigmatische Konkavgitter zur Bestimmung relativer Intensitäten von Mehrfachlinien zu benutzen ist.

Die Versuchsanordnung von Frerichs ist

1) R. Frerichs (20) in Bonn hat ein Verfahren angegeben, nach dem die Methode unter Benutzung eines astigmatischen Rowlandgitters auch im ultravioletten Teil des Spektrums brauchbar wird.

1) Außerdem treten bei diesen dünnen Schichten leicht Interferenzerscheinungen auf (16).

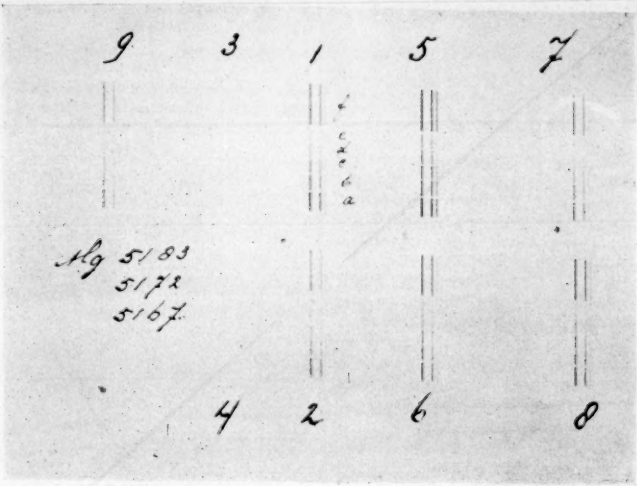


Fig. 4.

folgende: Das Konkavgitter befindet sich nach der üblichen Bonner Aufstellung der Kassette diametral gegenüber, während der Spalt sich auf dem Rowlandschen Kreise bewegt. Dann entspricht nach der Theorie einem Punkte in der Kassette sowohl eine vertikale Brennlinie (d. i. der Spalt) als auch eine horizontale Linie, die auf der Tangente an die Kassette liegt. In den Schnittpunkt der Kassettentangente und des Strahlenkegels Gitter—Spalt wird nun eine Quarzmattscheibe gebracht, hinter der sich ein Raster befindet, der von der zu untersuchenden Lichtquelle beleuchtet wird. Dieser Raster besteht aus einer Quarzplatte, auf der in einer undurchsichtigen Schicht eine Teilung derart angebracht ist, daß in fünf horizontalen Streifen schrittweise ansteigende Lichtmengen (1:2:4:8:16) durchgelassen werden. Auf diese Weise zerfällt auch hier eine jede Spektrallinie in fünf Stufen bekannter Intensität[1]).

1) Die Anwendung der Quarzmattscheibe wird die Methode nur nutzbar machen für starke Liniengruppen. Wie mir Herr Frerichs mündlich mitteilte, hat er jetzt eine andere Anordnung gemacht, welche auch gestattet das astigmatische Konkavgitter für Intensitätsmessungen zu benutzen. Eine drehbare Scheibe mit vier Sektoren wird vor den Spalt des Spektrographen gesetzt. Die drei Sektoren sind bedeckt mit Gaze verschiedener Durchlässigkeit. Mit dem drehenden Sektor sind vier Schirme, welche unmittelbar vor der Platte in der Kamera angebracht waren, gekoppelt, so daß verschiedene Teile der Platte belichtet werden je nachdem der Sektor 1, 2, 3 oder 4 vor dem Spalt ist. Auf diese Weise kommt auch jede Spektrallinie in 4 verschiedenen Intensitäten auf die Platte.

Eine Wiedergabe der nach Methode A aufgenommenen Spektrallinien zeigt Fig. 4.

In dieser Figur sehen wir die Reproduktionen einiger Aufnahmen des Tripletts $2p - 2s$ (λ 5183, 5172, 5167) von *Mg*. Die Schwärzungen der Teile *a* und *f* jeder Spektrallinie sind verursacht durch Licht des benutzten *Mg*-Bogens, das nicht durch einen Abschwächer gegangen ist. Wir nennen diese Intensität willkürlich 100 Proz. Die Schwärzungen der Teile *b*, *c*, *d* und *e* sind dann verursacht durch die relativen Intensitäten 69 Proz. (*b*), 56 Proz. (*c*), 35 Proz. (*d*) und 26 Proz. (*e*), gegeben durch die Durchlässigkeit der verschiedenen Teile der Reihenfolge von Abschwächern für Licht der Wellenlänge $+518\,\mu\mu$ (wie in Fig. 3 auch angegeben ist). Es ist empfehlenswert, stets wie in diesem Beispiel zu untersuchen, ob die Schwärzungen der Teile *a* und *f* gleich sind, zur Kontrolle, ob die verschiedenen Teile der Reihenfolge von Abschwächern wohl gleichmäßig beleuchtet sind.

Jede Spektrallinie steht also in verschiedenen Schwärzungen auf der Platte, verursacht durch Intensitäten bekannter Verhältnisse. Für jede Spektrallinie kann also die Intensitäts-Schwärzungskurve konstruiert werden. Die Schwärzungen der verschiedenen Teile müssen mit Hilfe eines Mikrophotometers bestimmt werden. Die hier mitzuteilenden Messungen sind mit dem Mikrophotometer von Moll (21) ausgeführt, welches

gestattet, schnell und bequem die Schwärzungen enger Spektrallinien zu messen.

Wir haben die Schwärzung eines gleichmäßig geschwärzten Teils einer photographischen Platte definiert als den Briggschen Logarithmus des Verhältnisses $\frac{i_0}{i}$, wo i_0 die Intensitäten des Strahlenbündels angibt, welches durch einen nicht geschwärzten Teil der Platte gegangen ist und i die Intensität desselben Strahlenbündels, nachdem es durch den geschwärzten Teil der Platte gegangen ist. Das Verhältnis dieser Intensitäten wird gegeben durch das Verhältnis der Ausschläge u_0 und u des Galvanometers des Mollschen Mikrophotometers; die Ausschläge des Galvanometers sind ja proportional dem Thermostrom, und dieser ist proportional der auf die Kontaktstelle der Thermosäule gefallenen Energie.

Wir können also für die Schwärzung S einer Platte schreiben:

$$S = \log \frac{i_0}{i} = \log \frac{u_0}{u}.$$

Die weitere Auswertung einer Platte zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses benachbarter Linien wollen wir an dem in Fig. 4 wiedergegebenen Beispiel des Tripletts $2p - 2s$ von Mg (λ 5183, 5172, 5167) geben.

Für die verschiedenen Teile a, b, c, d, e und f (Fig. 4) der Spektrallinien λ 5183, 5172, 5167 wurden die Ausschläge u (s. oben) mit Hilfe des Mollschen Mikrophotometers gemessen.

Diese Ausschläge u und u_0, der Aufnahme 1 aus Fig. 4 betreffend, sind in der nachfolgenden Tabelle I wiedergegeben.

Tabelle I.

Teil d Linie	Rel. Int.	u_0	u_1 für die Linie 5183	u_2 für die Linie 5172	u_3 für die Linie 5167
a	100 Proz.	8,02 cm	1,15 cm	1,76 cm	4,24 cm
b	69 „	8,02 „	1,60 „	2,48 „	5,32 „
c	56 „	8,02 „	1,94 „	2,84 „	5,80 „
d	35 „	8,02 „	2,95 „	4,31 „	6,97 „
e	26 „	8,02 „	3,83 „	5,34 „	7,50 „
f	100 „	8,02 „	1,12 „	1,75 „	4,14 „

Aus diesen Werten u_0, u_1, u_2 und u_3 kann die Schwärzung $S = \log \frac{u_0}{u}$ für jeden Teil a, b, c, d, e und f der verschiedenen Linien berechnet werden. Die so erhaltenen Schwärzungen findet man in Tabelle II.

In der Fig. 5 sind die auf diese Weise erhaltenen Schwärzungen als Ordinate eingetragen und die korrespondierenden, auf die Platte gefallenen relativen Intensitäten als Abszisse (in logarithmischer Skala). Man erhält so die für die betreffenden Wellenlängen gültigen Intensitäts-Schwärzungskurven.

Tabelle II.

Teil der Linie	Rel. Int.	Schwärzung der Linie 5183	Schwärzung der Linie 5172	Schwärzung der Linie 5167
a	100 Proz.	0,843	0,659	0,277
b	69 „	0,700	0,510	0,179
c	56 „	0,617	0,452	0,140
d	35 „	0,435	0,270	0,061
e	26 „	0,320	0,176	0,029
f	100 „	0,855	0,660	0,288

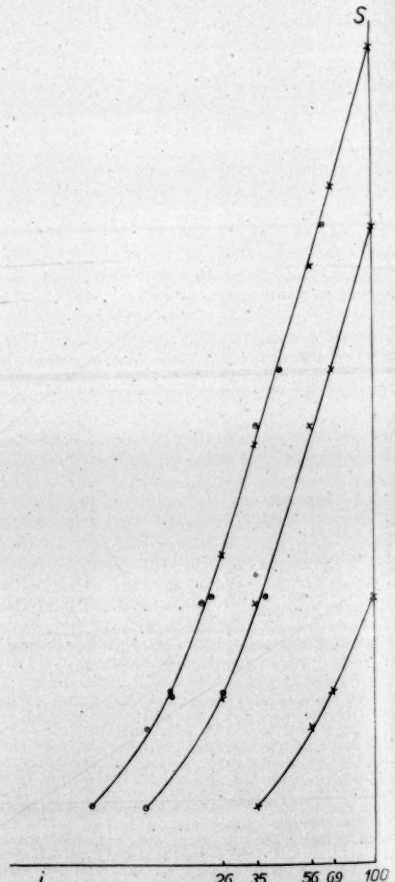


Fig. 5.

Statt der Werte der Schwärzungen $S = \log \frac{u_0}{u}$ kann man auch die Werte $\frac{u}{u_0}$ als Ordinate eintragen. Sind alle Ausschläge u_0 für die ungeschwärzten Teile der Platte in der Umgebung der untersuchten Linie gleich, so kann man auch kurz u als Ordinate eintragen. Man braucht

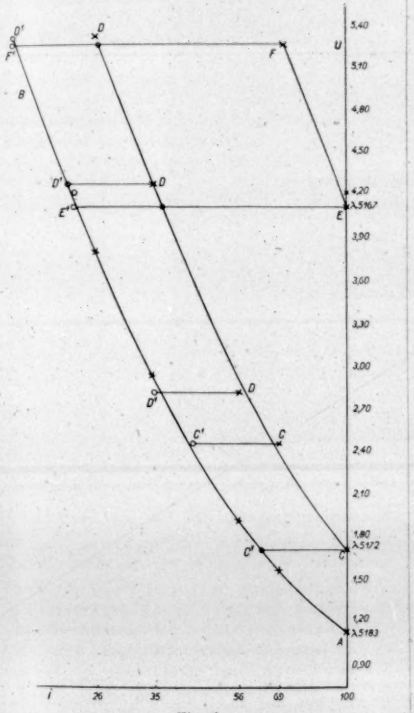


Fig. 6.

dann die durch das Photometer gegebenen Werte der Ausschläge nicht zu Schwärzungswerten umzurechnen, was eine große Zeitersparung bedeutet.

Auf diese Weise liefert die Mg-Linie λ 5183 die Kurve AB in der Fig. 6. Die ungeschwächte Intensität des Teils a der zu untersuchenden Linie haben wir willkürlich gleich 100 Proz. gesetzt, so daß die Intensitäten der anderen Teile b, c, d und e die Werte haben, die durch die Durchlässigkeit der verschiedenen Teile der Reihenfolge von Abschwächern gegeben sind.

Wenn wir nun für die zweite Linie (λ 5172) des Tripletts wieder die Intensität des ungeschwächten Teils a dieser Linie 100 Proz. setzen, gibt die Kurve CD die Beziehung zwischen den Galvanometerausschlägen und dem Logarithmus der relativen Intensitäten wieder.

Die Intensität von Teil a der Linie λ 5172 ist aber nicht 100 Proz. (verglichen mit der Linie λ 5183), sondern um einen noch zu bestimmenden Faktor x mal kleiner. Ebenso ist die Intensität der Teile b, c, d und e der Linie λ 5172 x mal kleiner als die der Teile b, c, d und e der Linie λ 5183. Jeder Punkt dieser Linie muß also verschoben werden nach Punkten x mal kleiner Intensität, aber mit denselben Werten von u.

Da aber die Intensitäten in logarithmischer Skala als Abszisse abgetragen sind, bedeutet dies, daß alle Punkte der Kurve CD in gleichem Abstand nach links verschoben werden müssen. Die Größe dieser Verschiebung ist a priori nicht bekannt, muß aber so gewählt werden, daß nach Verschiebung der Punkte CD nach $C'D'$ die verschobenen Punkte so gut wie möglich zwischen denen von AB liegen.

Dieses Verfahren kann für die noch schwächere Linie λ 5167 wiederholt werden. In der Fig. 6 geben die Kreuze beobachtete, die Kreise verschobene Punkte an. Auf diese Weise bekommen wir eine Kurve AB, fixiert durch mehrere Punkte. Diese Methode der Verschiebung der Schwärzungskurven wurde zum erstenmal durch H. C. Burger und P. H. van Cittert beschrieben (22)[1]). Die mittleren Werte der Verschiebungen bestimmen das Intensitätsverhältnis der schwächeren Linie in Beziehung zu der stärkeren.

Die Streuung in den Werten der nötigen Verschiebung gibt zugleich einen Überblick über die Größe der Fehler dieser Intensitätsmessungen, Fehler, die hauptsächlich durch die Unregelmäßigkeiten der photographischen Platte verursacht werden.

Aus der Fig. 6 kann man nun sehr leicht ablesen, daß das Intensitätsverhältnis der Linien λ 5183, 5172, 5167 des Tripletts $2p - 2s$ von Mg

$$I_{5183} : I_{5172} : I_{5167} = 100 : 62 : 23$$

ist.

Wenn es nicht nötig ist, das Licht spektral zu zerlegen, kann man mit Licht einer bestimmten Lichtquelle schnell Intensitätsmarken aufnehmen mit der Anordnung der Fig. 3, da-

1) Eine Methode der monochromatischen photographischen Spektralphotometrie, wobei auch von der parallelen Verschiebung der Schwärzungskurven Gebrauch gemacht wird, wird jetzt von L. A. Jones im Journ. of the Opt. Soc. of Am. **10**, 561, 1925 beschrieben.

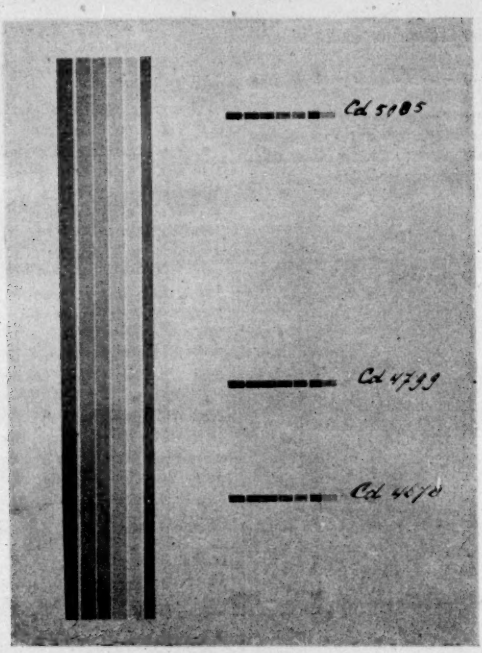


Fig. 7.

durch, daß man die photographische Platte an der Stelle anbringt, wo in der Fig. 3 der Spalt Sp des Spektrographen gezeichnet ist. Es ist vielleicht nicht überflüssig, zu betonen, daß die Benutzung solcher Intensitätsmarken für Vergleichung zweier Lichterscheinungen nur dann gestattet ist, wenn diese Lichterscheinungen dieselbe Energieverteilung haben, wie die zum Anfertigen der Intensitätsmarken benutzte Lichtquelle. Nicht immer ist darauf genügend achtgegeben worden.

Ein anderes Verfahren zur Erzeugung von Intensitätsmarken ist angegeben von G. Hansen (23) mit Hilfe einer bikonvexen und einer Zylinderlinse und einer geeigneten Blende.

Das Hansensche Verfahren hat insofern einen Vorteil vor dem Gebrauch von Rauchgläsern (oder anderer absorbierender Medien), als hier das Intensitätsverhältnis der erhaltenen Streifen proportional der Länge der entsprechenden Blendenausschnitte unabhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist. Bei Gebrauch von absorbierenden Medien muß das Absorptionsvermögen für jede Wellenlänge besonders bestimmt werden.

III. Heterochrome photographische Spektralphotometrie zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von Linien mit großem Wellenlängenunterschied (Methode B).

Wie schon betont wurde, ist die Methode A zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses zweier Spektrallinien nur zu benutzen, wenn die Bedingung erfüllt ist, daß die Wellenlängen dieser Spektrallinien so wenig verschieden sind, daß gleiche Energien dieser Wellenlängen keine meßbar verschiedene Schwärzung hervorbringen. Ist der Wellenlängenunterschied der zu untersuchenden Spektrallinien so groß, daß diese Bedingung nicht erfüllt ist, so ist die Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der Linien möglich, wenn man eine Vergleichs-Lichtquelle zur Verfügung hat, deren Energieverteilung bekannt ist, also eine geeichte Lichtquelle zur Fixierung der Beziehung zwischen Energie, Wellenlänge und Schwärzung. Die für diesen Zweck anzuwendenden Licht-

quellen werden im folgenden Abschnitt besprochen werden.

Steht eine solche geeichte Lampe zur Verfügung, so kann man wie folgt arbeiten (24):

Man photographiere wie mit der Methode A die zu untersuchenden Linien mit einer Anordnung, wie in Fig. 3 wiedergegeben. Fig. 7 gibt ein Beispiel einer solchen Aufnahme des *Cd*-Tripletts $2p - 2s$ (λ 5085, 4799, 4678). Ebenso wie mit der Methode A kann man dann die Schwärzungen der verschiedenen Teile der so erhaltenen Aufnahmen der verschiedenen Spektrallinien messen und Schwärzungskurven für die drei Linien konstruieren. Aber diese Schwärzungskurven liefern uns jetzt nicht ohne weiteres das Intensitätsverhältnis der zu untersuchenden Linien. Die durch die Linien verursachte Schwärzung ist ja nicht nur abhängig

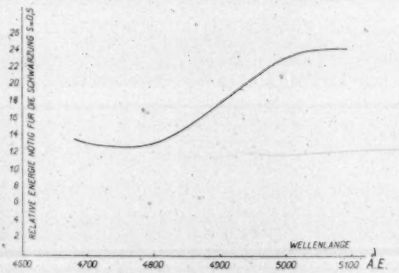


Fig. 8.

von der Intensität des einfallenden Lichtes, sondern auch von der Wellenlänge, mit andern Worten: die Platte ist nicht gleich empfindlich für gleiche Energien verschiedener Wellenlänge.

Am deutlichsten sehen wir das aus der in der Fig. 8 dargestellten Kurve, in welcher als Abszisse die Wellenlänge und als Ordinate die relativen Intensitäten aufgetragen sind, die für gleiche Schwärzung $S = 0{,}5$ ein und derselben Platte nötig sind. Die Kurve der Fig. 8 sagt, daß für die gebrauchte Platte ungefähr zweimal soviel Lichtenergie der Wellenlänge 5100 Å nötig ist als von Licht der Wellenlänge 4800 Å, um dieselbe Schwärzung zu verursachen.

Weiter können wir auch aus der Fig. 8 ablesen, daß für die Wellenlängen 4910 Å und 4900 Å das Verhältnis der Energien, welche die gleiche Schwärzung geben, gleich 18,8 : 18,2 = 100 : 97 ist. Es ist daher verständlich, daß in diesem Wellenlängengebiet Methode A nicht angewandt werden kann zur Messung des Intensitätsverhältnisses solcher Spektrallinien, deren Wellenlängen mehr als 10 Å.-E. verschieden sind.

Auf welche Weise man in solchen Fällen verfahren muß, werden wir an dem Beispiel der Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der Komponenten des Linientripletts $2p - 2s$ (λ 5085, 4799, 4678) des Cadmiums auseinandersetzen.

Auf derselben Platte (Fig. 7), auf der das Triplett photographiert war, wird für dasselbe Spektralgebiet eine Aufnahme gemacht mit

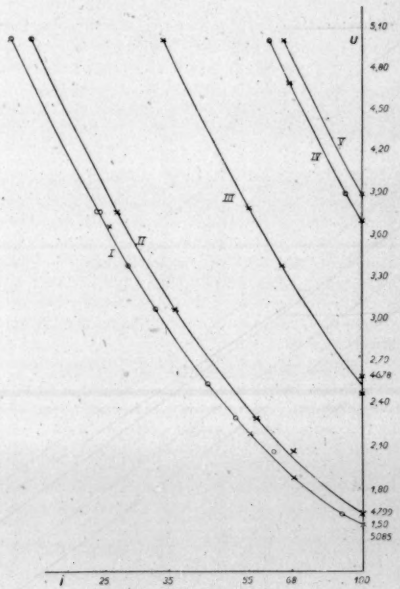


Fig. 9.

einer geeichten Lampe, deren Energieverteilung bekannt ist. Diese geeichte Lampe stand bei der Aufnahme auf derselben Stelle wie die Lichtquelle, deren Licht untersucht werden mußte. Der Strahlengang ist für beide Fälle derselbe. Wie die Fig. 7 zeigt, wurde das Spektrum der geeichten Lampe auch aufgenommen unter Anwendung der Reihe von Abschwächern.

Fig. 9 zeigt die Intensitäts-Schwärzungskurven, die sich beim Ausmessen der in Fig. 7 wiedergegebenen Platte ergeben. Kurve I ist die Schwärzungskurve der Linie λ 5085, Kurve II die der Linie λ 4799 und die Kurve III die der Linie λ 4678. Kurve V ist abgeleitet aus der

Aufnahme der geeichten Lampe für die Wellenlänge λ 4678, während IV gültig ist für λ 4799 und λ 5085 der geeichten Lampe (die Kurven dieser beiden Wellenlängen koinzidieren).

Aus der Fig. 9 sieht man, daß die Schwärzungskurven für die drei verschiedenen Wellenlängen λ 5085, 4799 und 4678 parallel zueinander sind. Dies ist nicht immer der Fall, und wir wollen hierauf noch näher zurückkommen.

Aus den Kurven von Fig. 9 kann man sofort ablesen, daß 90 bis 91 Proz. der Energie der Linie λ 5085 dieselbe Schwärzung verursacht wie 100 Proz. der Linie 4799 Å, 43 Proz. der Energie der Linie λ 5085 Å. dieselbe Schwärzung wie 100 Proz. der Linie 4678 Å.

Wäre die Platte gleich empfindlich für das Licht dieser drei Wellenlängen, dann würde sich also das Intensitätsverhältnis dieser drei Linien ergeben zu

$$100 : 91 : 43 \qquad (a)$$

Aber die Kurven IV und V des Spektrums der geeichten Lampe zeigen, daß 100 Proz. des Lichtes der Wellenlänge λ 5085 der geeichten Lampe dieselbe Schwärzung verursachen wie 100 Proz. des Lichtes der Wellenlänge λ 4799 und daß 92 Proz. des Lichtes der Wellenlänge λ 5085 der geeichten Lampe dieselbe Schwärzung geben wie 100 Proz. des Lichtes der Wellenlänge λ 4678.

Die für die benutzte geeichte Lampe gültige Beziehung zwischen ausgesandter Energie und Wellenlänge ergab, daß die Energien E_λ der betreffenden Wellenlängen sich verhalten wie:

$$E_{5085} : E_{4799} : E_{4678} = 7{,}1 : 4{,}57 : 3{,}75 \qquad (b)$$

Das Verhältnis zwischen den Empfindlichkeiten G_λ der Platte (16) für die drei Wellenlängen ist also:

$$G_{5085} : G_{4799} : G_{4678} = 1 : \frac{7{,}1}{4{,}57} : \frac{7{,}1}{3{,}75} \times \frac{92}{100} = 1 : 1{,}55 : 1{,}74 \qquad (c)$$

Um also das richtige Intensitätsverhältnis der drei Linien zu bekommen, müssen wir die unter (a) erhaltenen Werte bzw. noch dividieren durch die Werte G_λ von (c).

Das richtige Intensitätsverhältnis der drei Linien ist also:

$$I_{5085} : I_{4799} : I_{4678} = 100 : 90 \text{ bis } 91 \times \frac{1}{1{,}55} : 43 \times \frac{1}{1{,}74} = 100 : 58 \text{ bis } 59 : 24 \text{ bis } 25.$$

Wie wir schon oben bemerkten, variiert die Neigung der Schwärzungskurven vielfach mit der Wellenlänge. Sie können dann nicht durch parallele Verschiebung zur Deckung gebracht werden. Dies ist ein Umstand, welcher für die photographische Photometrie von großer Wichtigkeit ist.

Fabry und Buisson (25) haben in ihren Untersuchungen über die Schwärzung der photographischen Platten schon darauf gewiesen, daß das Schwärzungsgesetz abhängig ist von der Wellenlänge[1]). Sie haben untersucht, wie die Schwärzungskurve sich änderte, wenn die photographische Platte beleuchtet wurde mit monochromatischem Lichte verschiedener Wellenlänge. Sie fanden beim Vergleichen der Kurven für sichtbares und ultraviolettes Licht große Unterschiede in der Form der Schwärzungskurven; insbesondere ändert sich die Neigung des geraden Teils der Kurve; so nämlich, daß der Koeffizient γ, welcher die Neigung der Kurve charakterisiert, vom sichtbaren zum ultravioletten Gebiet kleiner wird.

Fabry und Buisson geben in der folgenden Tabelle einige Werte für den Koeffizient, die sie für verschiedene Wellenlängen mit einer Platte „lactâte Guilleminot" erhielten. Diese Werte findet man in der folgenden Tabelle und sind in Fig. 10 graphisch wiedergegeben.

Tabelle III.

Wellenlänge	γ
4058	2,90
4046	2,90
3660	2,10
3341	1,40
3130	1,10
2967	1,00
2536	0,95

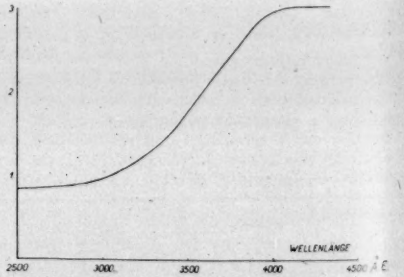


Fig. 10.

Man sieht hieraus, daß die γ-Werte für λ 2536 dreimal kleiner sind als für λ 4358. Nach Fabry und Buisson sind die Schwärzungskurven für das sichtbare Spektralgebiet identisch,

1) Siehe auch: Characteristics of photographic materials in the Ultraviolet von G. R. Harrison, Journ. of the Opt. soc. of Am. 11, 341, 1925 (October).

jedoch machen Beekman und Oudt (26) darauf aufmerksam, daß die Schwärzungskurven für sichtbare Strahlung für verschiedene Wellenlängen bei einigen Platten wohl, bei anderen dagegen nicht durch parallele Verschiebung zur Deckung zu bringen sind.

Für den Fall dieser Verschiedenheit in der Neigung der Schwärzungskurven wird es notwendig, das Spektrum der geeichten Lampe und der zu untersuchenden Lichtquelle mit derselben Belichtungszeit aufzunehmen[1]). Man kann dann für jede Wellenlänge nach der Methode der Verschiebung der Schwärzungskurven das Intensitätsverhältnis des Lichtes der zu untersuchenden Lichtquelle und der geeichten Lampe bestimmen und dann daraus mit Hilfe der bekannten Energieverteilung der geeichten Lampe die Energieverteilung der zu untersuchenden Lichtquelle berechnen.

IV. Lichtquellen, deren Energieverteilung bekannt ist.

a) Absolut schwarzer Körper.

Zunächst denken wir an den absolut schwarzen Körper, dessen Energieverteilung, wie durch eine lange Reihe von experimentellen (27) und theoretischen Untersuchungen (27a) gezeigt ist, durch die Formel von Planck wiedergegeben werden kann

$$E = A \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1},$$

oder für kleine λT durch die einfachere Formel von Wien (28):

$$E = A \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Der wahrscheinlichste Wert für c_2 ist nach Coblentz (29)

$$c_2 = 14320 \quad (\mu \times \text{Grad}).$$

Um eine auch im ultravioletten Teil des Spektrums genügende Lichtemission, nötig für die gewünschte Schwärzung der photographischen Platte, zu erhalten, muß die Temperatur des schwarzen Körpers sehr hoch gemacht werden können, weil bei niedrigen Temperaturen die Emission im Ultravioletten schnell abfällt.

Im physikalischen Laboratorium der Philips-Glühlampenfabriken A.-G. sind vom Verfasser einige Lichtquellen zum Gebrauch als Vergleichslichtquellen in der heterochromen photographischen Spektralphotometrie untersucht worden.

1. In einem Glasballon (Fig. 11), welcher evakuiert werden konnte, wurde ein zylindrisch ausgebohrter Kohlestab montiert. Der Durchmesser der Bohrung war etwa 3 mm, der Außendurchmesser war etwa 4 mm. In diesem Kohlestab waren radial, wie in der Fig. 11 angegeben ist, zwei Löcher von 1 mm bzw. 0,3 mm Durchmesser gebohrt. Das erste Loch A fungierte als schwarzer Strahler, das zweite B diente zur gleichzeitigen pyrometrischen Bestimmung der Temperatur des durch einen elektrischen Strom

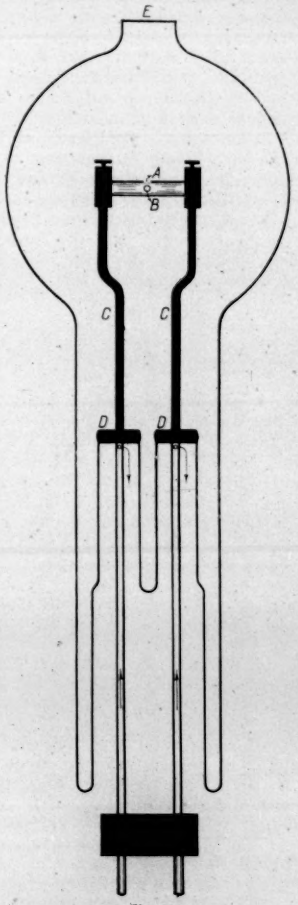


Fig. 11.

[1]) Hierbei ist zu beachten, daß es erwünscht ist, solch eine Platte mit hintereinander aufgenommenen Spektren nicht unmittelbar zu entwickeln, sondern erst nach etwa einem Tag.

von etwa 40—100 Amp. geheizten Kohlestabs. Die dicken Zufuhrdrähte C waren aus Molybdän verfertigt und in D mittels Chromeisen in den Glasballon geschmolzen. Sie wurden durch einen Wasserstrom gekühlt.

Wir hatten anfänglich den Kohlestab in Kupfer eingeklemmt, jedoch wurde bei hohen Stromstärken die Temperatur des Kupfers so hoch, daß auf dem Glasballon durch Verdampfung des Kupfers ein metallischer Spiegel niedergeschlagen wurde.

Der Glasballon hatte zwei Fenster, ein Quarzfenster E der Öffnung A gegenüber und ein Glasfenster (zur bequemen pyrometrischen Eichung) der Öffnung B gegenüber. Die Öffnung A wurde mittels einer Quarz-Fluoritlinse ($f = 15$ c.m.) vergrößert auf ein Diaphragma abgebildet, damit allein das Licht aus der Öffnung A in den Spektrograph kam.

2. Zweitens wurde als schwarzer Strahler ein achsial eingebohrter Wolframstift angewandt, ähnlich dem von C. Zwikker (30) zur Bestimmung des Lichtemissionsvermögens von Wolfram benutzten.

Fig. 12 gibt die für unseren Zweck etwas abgeänderte Anordnung von C. Zwikker wieder. Der Wolframstift A ist umgeben von einer Wolframspirale B, welche durch Glühstrom geheizt wurde. Diese Spirale sendet dann Elektronen aus, die durch eine zwischen A und B angelegte Spannung von 2000 Volt mit großer Geschwindigkeit auf den Stift A kommen und diesen durch Elektronenbombardement erhitzen. Auf diese Weise ist es möglich, durch Vergrößerung des Elektronenstroms den Stift auf sehr hohe Temperaturen (ja bis zur Schmelztemperatur) zu bringen.

Um die Wärmeleitung nach dem Fuß des Gefäßes einzuschränken, wurde der Stift mittels Wolframdrähten auf zwei Nickelpolen befestigt. Um den Wärmeverlust durch Ausstrahlung zu erhöhen, wurden auf die Nickelpole noch Kupferflügel K angebracht. Am Ende des Stiftes ist achsial ein Loch von 1 mm Durchmesser und ca. 8 mm Tiefe[1]) eingebohrt, welches als schwarzer Strahler fungierte. Diesem Loch gegenüber war ein Quarzfenster im Glasballon angebracht, damit dieser Strahler auch im Ultravioletten brauchbar war.

Außer dem Loch am Ende des Stiftes ist noch radial ein Loch von 0,3 mm Durchmesser auf der Seite des Stiftes auf 6 mm Abstand vom Ende angebracht zur pyrometrischen Bestimmung der Temperatur des Stiftes an dieser Stelle. Die Temperaturbestimmung kann also

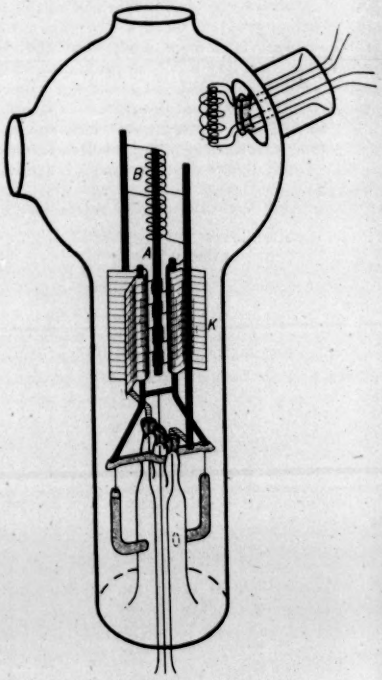


Fig. 12.

in einer Richtung senkrecht zum Strahlengang nach dem Spektroskop und gleichzeitig mit einer spektroskopischen Aufnahme des schwarzen Strahlers ausgeführt werden. Das Gefäß wurde auf Hochvakuum gebracht[1]).

Diese Methode hat den Vorteil, daß es auf diese Weise möglich ist, einen schwarzen Strahler zu erhalten ohne Anwendung von großen

1) Die Frage kann gestellt werden, inwieweit ein solches Loch als absolut schwarzer Strahler aufgefaßt werden kann. Eine Rechnung von C. Zwikker und W. de Groot ergab, daß eine zylindrische Bohrung mit flachem, diffus reflektierendem Boden und reflektierenden Wänden ein schwarzer Strahler bis auf 1 Proz. ist, wenn die Tiefe des Lochs etwa 10 mal so groß ist als der Durchmesser; bis auf 5 Proz., wenn die Tiefe 5 mal, bis auf 12 Proz., wenn die Tiefe 2,5 mal so groß ist.

Sind auch die Wände mehr oder weniger diffus reflektierend, so ist das Loch noch schwärzer. Eine konische Form des Lochs würde die Schwärzung wieder geringer machen.

1) Es wurde noch ausprobiert, inwieweit eine Wolframbogenlampe, in deren Elektroden kleine Löcher gebohrt waren, als schwarzer Strahler zu benutzen war. Jedoch traten hier mehrere Schwierigkeiten auf, so daß wir davon absahen.

Strömen. Um eine gute Elektronenemission aufrecht zu erhalten, ist es notwendig, daß das Vakuum sehr hoch bleibt. Ist das Quarzfenster mittels Kitt an dem Ballon befestigt, so ist diese Aufrechterhaltung des Vakuums nur möglich, wenn der Ballon dauernd mit der Pumpe verbunden bleibt. Die Methode a_1 (Abschnitt IV) ist deswegen bequemer im Gebrauch als diese Methode a_2.

b) Wolframdrahtlampe, deren wahre Temperatur und Emissionsvermögen in Abhängigkeit der Wellenlänge bekannt ist.

Das Verhältnis der durch ein Metall von bestimmter Temperatur pro Sekunde und pro Einheit der Oberfläche emittierten Energie zu der Energie eines absolut schwarzen Körpers derselben Temperatur nennt man „das Emissionsvermögen" des Metalls. Wird im Gebiete der kurzen Wellenlängen die Energieverteilung im Spektrum wiedergegeben durch die Gleichung von Wien, so ist die Energieverteilung der Strahlung des Metalls in diesem Gebiet ausgedrückt durch die Formel

$$E' = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}},$$

wo E' die Energie ist, emittiert für die Wellenlänge λ bei der Temperatur T des Metalls; während ε das Emissionsvermögen ist für diese Temperatur und Wellenlänge.

Im allgemeinen ist das Emissionsvermögen abhängig von der Wellenlänge und von der Temperatur. Man würde also die Energieverteilung z. B. eines glühenden Wolframdrahtes bestimmter Temperatur kennen, wenn das Emissionsvermögen ε von *Wo* als Funktion der Wellenlänge und der Temperatur bekannt wäre.

Hulburt (31) hat mit Hilfe einer photoelektrischen Natriumzelle und Elektrometer die Änderungen des Emissionsvermögens von *Wo* gemessen im Wellenlängengebiete von 5400 Å.-E. bis 3400 Å.-E. für Temperaturen von 1746° bis 2785° abs.

Bei Benutzung der verschiedenen Werte von ε aus den Tabellen von Hulburt kennt man also, nach pyrometrischer Messung der wahren Temperatur des Drahtes die Energieverteilung solcher *Wo*-Drahtlampen im Wellenlängegebiet von 5400 bis 3400 Å.-E.

Leider konnte Hulburt der nicht genügenden Empfindlichkeit der Photozelle wegen seine Messungen nicht weiter ins Ultraviolette fortsetzen.

Da der Gebrauch einer *Wo*-Drahtlampe (wenn nötig mit Quarzfenster) als Lichtquelle mit bekannter Energieverteilung am bequemsten ist, ist es sehr erwünscht, das Emissionsvermögen des Wolframs auch für kürzere Wellenlängen als 3400 Å.-E. zu bestimmen.

Verfasser hat einen Versuch begonnen, mittels der photographisch-photometrischen Methode ε Bestimmungen auszuführen sowohl im sichtbaren als im ultravioletten Teil des Spektrums, teils um die Messungen von Hulburt mit einer anderen Methode zu wiederholen und so möglichst (wegen der ziemlich großen Streuung der Punkte seiner Beobachtungen) zu verbessern, teils um die Messungen des Emissionsvermögens weiter ins Ultraviolette fortzusetzen.

c) Wolframdrahtlampe, deren Farbtemperatur gemessen ist.

Wie schon im vorigen Abschnitt bemerkt wurde, nennt man das Verhältnis der von einem Metall einer bestimmten Temperatur pro Sekunde. Flächeneinheit und Einheit der Wellenlänge emittierten Energie zu der entsprechenden Energie eines absolut schwarzen Körpers, das Emissionsvermögen ε des Metalls. Ist ε von der Wellenlänge unabhängig, so nennen wir den Strahler „grau". Die Farbe eines solchen Strahlers ist also dieselbe wie die eines absolut schwarzen Körpers derselben Temperatur. Wenn der strahlende Körper nicht grau ist, nimmt das Emissionsvermögen im allgemeinen nach kürzeren Wellenlängen hin zu. Die Farbe eines glühenden Metalls der Temperatur T ist meistens etwas blauer als die Farbe des schwarzen Körpers derselben Temperatur. Es ist jedoch möglich, die Temperatur des schwarzen Körpers bis zu einer Temperatur T_c zu erhöhen, so daß die Energieverteilung im sichtbaren Spektrum innerhalb der Grenze der Meßgenauigkeit dieselbe wird, als die des Metalls bei der Temperatur T. Diese Temperatur T_c des schwarzen Körpers nennt man gewöhnlich die „Farbtemperatur" des Metalls bei der Temperatur T. Bestimmt man also diese „Farbtemperatur" einer Wolframdrahtlampe, so hat man damit wenigstens für das sichtbare Gebiet des Spektrums eine Lichtquelle bekannter Energieverteilung.

Eine Methode zur Bestimmung der Farbtemperatur einer Drahtlampe wird unter anderen durch C. Zwikker (32) in seiner Dissertation: „Physische eigenschappen van wolfraam bij hooge temperaturen", beschrieben. Das Wolfram wird auf einer Pyrometerbank photometriert, zuerst durch ein Rotfilter und sofort danach ohne Filter. Man kann also das Verhältnis der roten und weißen Lichtstärke bestimmen, ausgedrückt in willkürlichen Einheiten, als Funktion der schwarzen Temperatur S. (Unter schwarzer Temperatur $S(\lambda)$ des Wolframs verstehen wir die Temperatur des absolut schwarzen

Körpers, dessen monochromatische Helligkeit bei der Wellenlänge λ gleich der des Wolframs ist. Die schwarze Temperatur ist abhängig von der effektiven Wellenlänge des benutzten Filters. Forsythe und Worthing (33) geben die schwarze Temperatur für eine Wellenlänge $= 0{,}66\frac{5}{}\,\mu$. Zwikker hat auch seine Messungen auf diese Wellenlänge umgerechnet.)

Dasselbe kann man auch für den absolut schwarzen Körper tun, aber als Funktion der wahren Temperatur. Findet man für Wolfram das Verhältnis a bei der schwarzen Temperatur S, dann entnimmt man aus dem betreffenden Diagramm, bei welcher Temperatur des schwarzen Körpers dasselbe Verhältnis a gefunden wird, und nennt diese Temperatur die Farbtemperatur des Wolframs.

Das für den absolut schwarzen Körper gefundene Verhältnis der roten und weißen Lichtstärke wurde als Funktion der Temperatur aufgetragen und gab eine gerade Linie. Danach wurde für Wolfram dasselbe vorgenommen, aber als Funktion der schwarzen Temperatur. Auch dann wurde eine gerade Linie erhalten, jedoch nahm die weiße Helligkeit für Wolfram schneller zu als für den schwarzen Körper.

Die Beziehung zwischen S und T_c bekommt man nun, wenn man die Punkte gleicher Ordinaten (Helligkeitsverhältnis) dieser beiden Linien zueinander in Beziehung bringt.

Die von Zwikker gefundene S-T_c-Beziehung war dieselbe wie die von Forsythe und Worthing und von Hyde, Cady und Forsythe (34), und wird wiedergegeben in folgender Tabelle IV.

Tabelle IV.

$S_{0{,}665}$	T_c	$S_{0{,}665}$	T_c
1170	1232	2092	2317
1213	1280	2136	2373
1271	1346	2278	2556
1319	1400	2338	2635
1384	1475	2391	2705
1579	1700	2435	2764
1706	1849	2542	2911
1797	1957	2635	3039
1876	2050	2713	3146
1937	2127	2778	3237
1994	2195	2803	3400
2044	2257	2998	3551

Mit Hilfe dieser Beziehung kann man nun pyrometrisch bequem für eine Wolframdrahtlampe bei verschiedenen Stromstärken die Farbtemperaturen bestimmen.

Zum Gebrauch für die photographischen spektralphotographischen Messungen des Verfassers im Laboratorium der Philips-Glühlampenfabriken wurde von Zwikker die Farbtemperatur einer *Wo*-Lampe mit geradem Draht in Abhängigkeit der Stromstärke bestimmt. Der Draht muß so lang sein, daß der mittlere Teil eine gleichmäßige Temperatur hat.

Wie schon im Anfang dieses Abschnitts bemerkt wurde, gibt die Farbtemperatur des *Wo* nur im sichtbaren Teile des Spektrums die richtige Energieverteilung (innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit).

Die Anwendung als Standardlampe solcher *Wo*-Drahtlampen, deren Farbtemperatur bekannt ist, ist also beschränkt auf den sichtbaren Teil des Spektrums, sie ist aber in diesem Bereich sehr bequem zu handhaben.

d) Wolframdrahtlampe, deren Energieverteilung durch ein Eichungsverfahren mittels Thermosäule und photographischer Photometrie bestimmt ist.

Im Utrechter physikalischen Institut ist ein Verfahren (35) zur Bestimmung der Energieverteilung einer Glühlampe ausgearbeitet worden, welches Verfahren jetzt beschrieben werden soll.

Das Licht einer auf konstanter Spannung brennenden Glühlampe A wird mittels einer Linse auf den Eintrittsspalt eines Doppelmonochromators (36) konzentriert. Dieser Monochromator ist so konstruiert worden, daß beinahe kein falsches Licht austreten kann. Mit Hilfe einer Linse L_1 erhält man in P ein monochromatisches Bild des Austrittsspaltes S' des Monochromators. Dieses Bild wurde als Vergleichslichtquelle zur Eichung einer gasgefüllten Glühlampe benutzt. Die Energie $E\lambda d\lambda$ dieses Bildes wurde mit Hilfe einer Thermosäule T, welche mit einem Galvanometer von Moll verbunden war, für verschiedene Wellenlängen bestimmt. Die Ausschläge des Galvanometers wurden registriert.

Der aus dem Austrittsspalt S' des Monochromators tretende Bereich $d\lambda$ wurde bei bestimmter Breite des zentralen Spalts F mittels eines Spektrometers gemessen. Auf diese Weise kann also das Verhältnis $g:b$ der Energien der in P entstehenden Bilder für ein gelbes bzw. blaues Wellenlängengebiet gemessen werden. Das Ziel ist aber, das Verhältnis $g':b'$ für dieselben Wellenlängengebiete einer zu eichenden Lampe, deren Energieverteilung unbekannt ist, zu bestimmen.

Wenn wir nun auch noch das Verhältnis $g:g'$ und $b:b'$ messen, dann ist das Verhältnis $g':b'$ zu berechnen. Die Bestimmung von $g:g'$ und $b:b'$ bedeutet eine Vergleichung der Energien monochromatischer Strahlung und wurde mittels photographischer Photometrie vorgenommen.

Wenn wir den zentralen Spalt F aus dem Monochrometer entfernen, bekommen wir in P

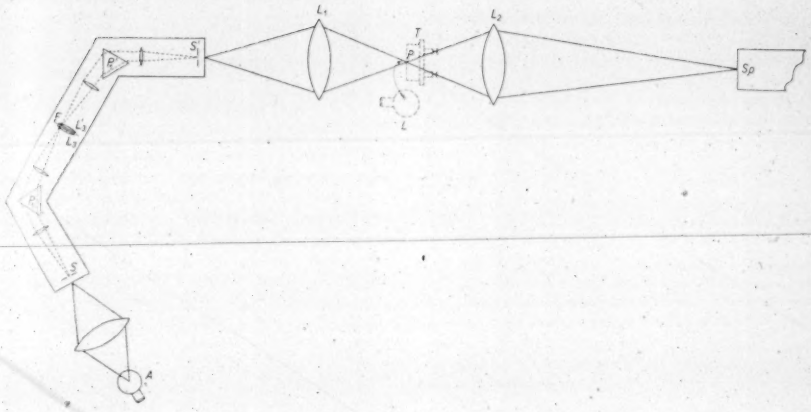


Fig. 13.

ein weißes Bild des Spaltes S'. Dieses Bild als Lichtquelle, deren spektrale Energieverteilung also mit der Thermosäule gemessen worden war, wurde mittels der Linse L_2 auf dem Spalt eines Spektrographen abgebildet und das Spektrum aufgenommen.

Das Licht verschiedener Wellenlänge wird, auf dem Wege von P zu der photographischen Platte verschieden absorbiert, reflektiert, gebrochen usw., jedoch kann dies nach dieser Methode keine Fehler verursachen. Einem bestimmten Verhältnis zwischen der Lichtintensität verschiedener Wellenlängen, welche auf die photographische Platte fallen, korrespondiert ja ein bestimmtes Verhältnis zwischen den in P, mit der Thermosäule gemessenen Energien. Auf diese Weise ist die ganze aus Linse L_2, Spektrograph Sp und photographischer Platte bestehende Anordnung geeicht.

Wenn nun nach Ausschaltung der Lampe A in P (diese Stelle der zu eichenden Lampe ist wesentlich) die zu eichende Lampe L angebracht wird und das Spektrum dieser Lampe auf derselben Platte mit demselben Strahlengang und derselben Belichtungszeit wie soeben photographiert wird, so ist es aus dem, was wir bereits über monochromatische photographische Spektrophotometrie mitteilten, deutlich, daß es möglich ist, die spektrale Energieverteilung der zu eichenden Lampe zu messen. Eine auf diese Weise geeichte Lampe wurde vom Verfasser für seine Untersuchungen über das Intensitätsverhältnis der Komponenten mehrfacher Spektrallinien im Utrechter Institut benutzt. Da die Ausschläge des Galvanometers für das Licht der Lampe A (Fig. 13) bei kürzeren Wellenlängen zu klein wurden, konnte die Vergleichslampe nur vom Rot bis zum Violett geeicht werden, so daß der Anwendungsbereich einer solchen Lampe beschränkt ist.

e) Milchglaslampe, deren spektrale Energieverteilung durch spektrophotometrische Vergleichung mit der Energieverteilung eines schwarzen Körpers bekannter Temperatur bestimmt ist.

Wir wollen nunmehr noch eine Methode besprechen zur Bestimmung der spektralen Energieverteilung einer Milchglaslampe durch spektrophotometrische Vergleichung dieser Lichtquelle mit der Strahlung eines absolut schwarzen Körpers (z. B. mittels eines Photometers von König und Martens). Eine solche Lampe hat den Vorteil, daß bei geeigneter Wicklung des Drahts ein großer Teil des Ballons gleichmäßig hell ist.

Da der Faden nicht durch das Milchglas hindurch sichtbar ist, konnte Methode C nicht angewandt werden. Auch die Beeinflussung der Strahlung durch das Milchglas ist nicht genügend bekannt. Überdies ist die Strahlung eines spiralförmigen Glühfadens nicht als Wolframstrahlung und auch nicht als schwarze Strahlung aufzufassen. Es war also notwendig, in verschiedenen Teilen des Spektrums Bestimmungen der Lichtstärke auszuführen.

Die Anordnung wird in Fig. 14 schematisch wiedergegeben.

Das Licht eines schwarzen Körpers (im Ofen), dessen Temperatur mittels einer Pyrometeraufstellung gemessen wurde, konnte mit

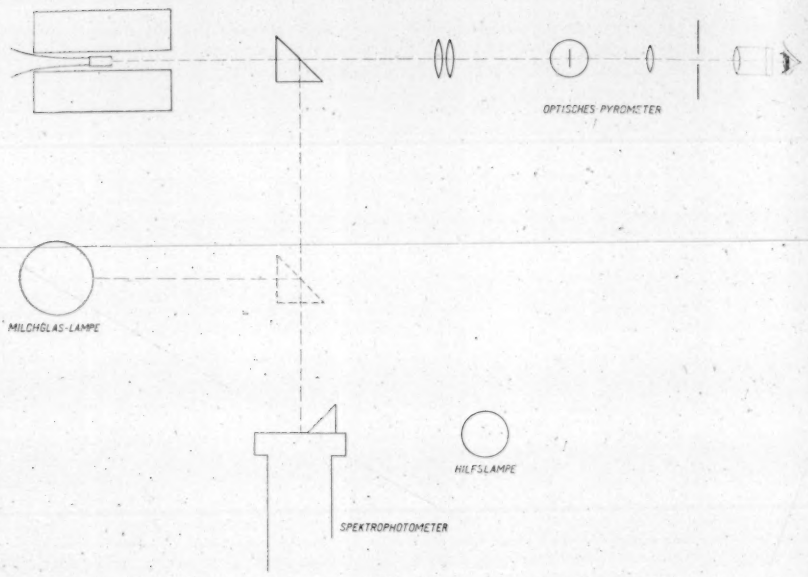


Fig. 14.

Hilfe eines total reflektierenden Prismas auf ein Spektrophotometer gerichtet werden. Durch eine Verschiebung des Prismas aus der Stellung B in die Stellung C kam das Licht der Lampe, deren Energieverteilung man messen wollte, in das Spektrophotometer. Während der Einstellung auf die Lampe konnte ein zweiter Beobachter die Temperatur des Ofens messen.

Die Strahlungen des schwarzen Körpers und der Milchglaslampe wurden beide mit der einer Hilfslampe verglichen.

Auf diese Weise kann man für verschiedene Wellenlängen die reziproken Werte der scheinbaren schwarzen Temperaturen der Lampe bestimmen. Man erhält diese Werte von $\frac{1}{S}$ aus der Temperatur T_0 des Ofens und den Einstellungen des Photometers[1]). Es ist nämlich:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_0} - \frac{2\lambda}{M c_2} \log \frac{\operatorname{tg} q_L}{\operatorname{tg} q_0},$$

wobei $M = 0{,}4343$, $c_2 = 14320$, q_L die Einstellung des Photometers für die Lampe, q_0 die für den Ofen ist.

1) Der Gebrauch des König-Martens'schen Spektrophotometers wird hier als bekannt angenommen.

Umgekehrt kann man aus $\frac{1}{S}$ wieder die spektrale Energieverteilung ableiten, nämlich aus der Beziehung:

$$\log \frac{E_\lambda}{E_{\lambda_0}} = 5 \log \frac{\lambda_0}{\lambda} + c_2 M \left(\frac{1}{S_0 \lambda_0} - \frac{1}{S \lambda} \right)$$

(λ_0 ist eine bestimmte Wellenlänge, z. B. 0,60 μ, S_0 der entsprechende Wert von S).

Wurde $\frac{1}{S}$ als Funktion der Wellenlänge in einem Diagramm eingetragen, so fand man beinahe eine gerade Linie. Dies bedeutet, daß man näherungsweise eine Farbtemperatur dieses Strahlers angeben kann. Die reziproke scheinbare schwarze Temperatur $\frac{1}{S}$ ist ja gegeben durch

$$E'_{(\lambda)} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda S}}, \qquad \text{(a)}$$

wenn für die Lampe eine Farbtemperatur angegeben werden kann, so gibt es einen Faktor a (wenigstens in einem bestimmten Spektralgebiet), so daß die Beziehung

$$E'_{(\lambda)} = a c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_c}} \qquad \text{(b)}$$

gültig ist.

Aus (a) und (b) folgt dann:

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T_\lambda} = \frac{\lambda}{c_2} \lg \frac{1}{a},$$

also $\frac{1}{S}$ eine lineare Funktion von λ.

Wird im Diagramm die gerade Linie bis zur Ordinatenachse verlängert, so kann man die Farbtemperatur (wenigstens ihren Reziprokwert) unmittelbar ablesen. Die Anwendung dieser gefundenen Farbtemperatur zur Bestimmung der Energieverteilung auch außerhalb des sichtbaren Gebietes des Spektrums ist aber gefährlich, da möglicherweise das Milchglas im Roten selektiv absorbiert und da es wegen der Schwierigkeit der photometrischen Einstellungen (speziell im Violetten) nicht vollkommen sicher ist, ob die graphische Darstellung von $\frac{1}{S}$ in Abhängigkeit der Wellenlänge wirklich eine gerade Linie ist.

Auf die beschriebene Weise wurde im Phys. Lab. der Philips' Glühlampenfabriken von de Groot eine solche Lampe geeicht, welche vom Verfasser bei seinen Messungen über die Intensitätsverteilung im Neonspektrum benutzt wurde.

Schon der Gebrauch des Spektralphotometers bei der Eichung dieser Lampe beschränkt ihren Anwendungsbereich auf den sichtbaren Teil des Spektrums.

f) Einige andere Lichtquellen, deren Energieverteilung untersucht worden ist.

Bevor wir diesen Abschnitt schließen, wollen wir noch einige Lichtquellen nennen, deren Energieverteilung untersucht worden ist, deren Anwendung als Standardlampen aber weniger zu empfehlen ist.

a) Die Hefnerlampe. Die Strahlung der Hefnerlampe ist von K. Ångström (37) und F. Leder (38) für den sichtbaren Teil des Spektrums untersucht worden.

Nach Ångström und Leder wird die Energieverteilung im sichtbaren Teil des Spektrums durch

$$E_\lambda = 0{,}016\ \lambda^{-5}\, e^{-\frac{7{,}85}{\lambda}}$$

gegeben.

Die Messungen sind vor kurzem von S. Valentiner und M. Rössiger (39) wiederholt worden.

Die ausgestrahlte Energie einer Hefnerlampe ist im Ultravioletten sehr klein.

b) Kohlefadenlampe. Unter *C* dieses Abschnitts haben wir den Gebrauch einer Glühlampe mit Wo-Draht besprochen. Es ist natürlich auch möglich, eine Kohlefadenlampe zu nehmen. Ein Kohlefaden hat übrigens den Vorteil, daß er als grauer Strahler aufzufassen ist. Man würde also die Energieverteilung kennen, wenn die wahre Temperatur bekannt wäre. Nun ist aber diese wahre Temperatur der Kohle wegen der ungenauen Kenntnis des Emissionskoeffizienten der Kohle schwierig zu bestimmen. Da Wolfram jetzt allgemein in der Glühlampenindustrie benutzt wird, sind die physikalischen Eigenschaften dieses Materials bei hohen Temperaturen viel eingehender untersucht worden, als die der Kohlefaden. Die Energieverteilung einer Wolframdrahtlampe mit geraden Faden ist darum genauer festzulegen als die einer Kohlefadenlampe. Wir gehen darum hier nicht weiter auf die Kohlefadenlampe ein und beschränken uns darauf, diesbezüglich auf die betreffende Literatur (43 bis 48) hinzuweisen.

c) Acetylen-Flamme. Messungen der Energieverteilung solcher Flammen sind von G. W. Stewart (40), R. Ladenburg (41) und Coblentz (42) ausgeführt. Es ist aber nicht sicher, inwiefern Spektra verschiedener Brenner identisch sind.

d) Der Kohlebogen. Nach O. Lummer (43) ist der Krater der Kohlebogenlampe mit reinen Kohlen ein schwarzer Strahler konstanter Temperatur von 4200°, der Verdampfungstemperatur der Kohle. Die Temperatur sollte unabhängig von der Stromstärke sein. Hiermit in Widerspruch waren die neuen Untersuchungen von E. Podzus (49) und W. Mathiesen (50), welche ein geringes Ansteigen der schwarzen Kratertemperatur mit höherem Strom fanden. Auch F. Patzelt (51) findet, daß die Temperatur der Elektroden von Material und Stromstärke abhängig ist.

Reine Graphitkohlen ergaben die höchste schwarze Temperatur, unreines Kathodenmaterial setzte diese sogleich herab.

Bei einer normalen spezifischen Belastung von 0,746 Amp/mm² wurde 3775° gefunden. Auch Patzelt fand, daß der Kohlebogen als schwarzer Strahler aufzufassen ist, wenigstens im sichtbaren Teil des Spektrums.

F. Henning und W. Heuse (51a) haben für die Wellenlängen 656 $\mu\mu$ und λ 545 $\mu\mu$ die schwarze Temperatur des positiven Lichtbogenkraters gemessen. Innerhalb der Meßgenauigkeit fanden sie für beide Farben dieselbe schwarze Temperatur n. l. 3430° C. Bei den vorgenommenen Messungen bestanden Anode und Kathode aus 8 mm dicker Homogenkohle Marke *A* von Gebr. Siemens & Co. in Lichtenberg bei Berlin. Die Stromstärke betrug 15 bis 20 Amp. und wurde so bemessen, daß

der Kraterrand dieselbe Temperatur besaß, wie die Mitte des Kraters.

Nach Henning und Heuse ist die Abhängigkeit der schwarzen Temperatur des positiven Kraters von der Wellenlänge nur sehr gering, so daß auch nach ihnen der positive Krater näherungsweise als schwarzer Strahler aufzufassen ist.

Wegen seiner hohen Temperatur wäre es sehr erwünscht, die Strahlung des Kohlebogens auch im Ultravioletten näher zu untersuchen.

V. Apparate zur Messung der Schwärzung photographischer Platten.

a) Allgemeines.

Wenn die gleichmäßig geschwärzten Teile der photographischen Platte nicht zu klein sind, kann man prinzipiell mit jeder photometrischen Aufstellung die Schwärzung der Platte messen. Man hat nur die Intensität eines durch einen nicht geschwärzten Teil der Platte gegangenen Lichtbündels zu vergleichen mit der Intensität dieses Bündels nach dem Durchgang durch den geschwärzten Teil.

Am besten ist es, diesen Vorgang mit monochromatischem Licht auszuführen. Notwendig ist dies nicht, weil die Abhängigkeit der Durchlässigkeit einer photographischen Platte von der Wellenlänge (wenigstens für sichtbares Licht) klein ist, und weil man ja stets mit derselben Lichtquelle arbeiten kann. Will man die Durchlässigkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge bestimmen (wie es z. B. nötig ist, wenn man Teile photographischer Platten oder anderer absorbierender Medien als Lichtabschwächer verwenden will) so kann man z. B. ein Spektralphotometer von König-Martens (oder jedes andere Spektralphotometer) benutzen.

Ein anderer Weg zur Bestimmung der Durchlässigkeit von photographischen oder anderen Abschwächern in Abhängigkeit der Wellenlänge ist durch Ornstein und Burger (52) benutzt worden. Licht einer Glühlampe wird mittels eines Monochromators und einer Linse auf eine Thermosäule konzentriert, welche mit einem Galvanometer verbunden ist. Die Abschwächer, deren Durchlässigkeit bestimmt werden muß, können in den Lichtweg gebracht und die Ausschläge des Galvanometers registriert werden. Beide Methoden haben den Nachteil (wenigstens bei photographischen Abschwächern), daß die gemessene Durchlässigkeit, wegen der Streuung des Lichtes durch die Silberkörner der Platte, von dem Strahlengang und von der Stelle, an der man die Abschwächer anbringt, abhängig ist. Beide Methoden sind auf den sichtbaren Teil des Spektrums beschränkt, die erste wegen der Unempfindlichkeit des Auges, die zweite wegen der zur Messung ungenügenden Energie der Glühlampe im ultravioletten (und violetten) Spektrum.

Es möge noch eine Methode beschrieben werden, welche gestattet, die Durchlässigkeit photographischer Abschwächer auch für violette und ultraviolette Strahlen, mit Hilfe derselben Anordnung zu bestimmen, womit man auch die Messungen der Intensitätsverhältnisse ausführt, so daß die optischen Bedingungen bei der Bestimmung der Durchlässigkeit der Abschwächer und bei den Messungen der Intensitätsverhältnisse der Spektrallinien dieselben bleiben.

Diese Methode geht von der Voraussetzung aus, daß die Intensität des Lichtes eines kleinen Wellenlängengebietes eines kontinuierlichen Spektrums der Spaltbreite des Spektrographen proportional gesetzt werden kann. Der Spalt darf in diesem Fall nicht zu eng gemacht werden, weil sonst durch Diffraktion ein Teil des durch den Spalt hindurchgegangenen Lichtes verloren geht. In der in Fig. 3 angegebenen Anordnung wird an Stelle der Lichtquelle *Li* eine kontinuierliche konstante Lichtquelle gesetzt. Die Abschwächer werden, wie in der Fig. 3 angegeben, angebracht. Es werden dann einige Aufnahmen des kontinuierlichen Spektrums dieser Lampe gemacht, jedoch z. B. suksessiv mit relativen Spaltbreiten 100, 60 und 30.

Mit Hilfe der in Abschnitt II besprochenen Methode der Verschiebung der Schwärzungskurven kann man dann die Durchlässigkeit der verschiedenen Teile *b*, *c*, *d*, *e* und *f* der Stufenabschwächer bestimmen.

Zur Messung der Schwärzung sehr kleiner Teile einer photographischen Platte hat man ein Mikrophotometer nötig. Zum erstenmal wurde dieser Name von Hartmann (11) einem von ihm für diesen Zweck angefertigten Apparat gegeben.

b) Mikrophotometer von Hartmann.

In dem Mikrophotometer von Hartmann wird das Bild eines sehr kleinen Teils der zu untersuchenden photographischen Platte mittels eines Prismas von Lummer und Brodhun verglichen mit dem Bilde eines Teils eines photographischen Keils (eine photographische Platte, deren Schwärzung allmählich abnimmt). Bei der Messung wird durch Verschiebung des Keils die Stelle des photographischen Keils gesucht, welche gleiche Schwärzung als der untersuchte Teil der Platte hat. Der Stand des

Keils wird dann abgelesen. Durch Verschieben der photographischen Platte kann jeder Teil dieser Platte untersucht werden.

Jedoch macht ein Umstand eine Schwierigkeit, welche die Messungen sehr unsicher machen kann. Die zwei Teile des Gesichtsfeldes des Okulars sind die zwei Bilder der Platte und des Keils. Diese zwei Teile sind meistens nicht von gleichem Aussehen. Man sieht die Bilder der Silberkörner, wenn die Objektive eine starke Vergrößerung haben. Der Ausgleich des Kontrastes wird hierdurch erschwert. Diese Schwierigkeit ist in dem von Fabry und Buisson angefertigten Photometer aufgehoben.

c) Mikrophotometer von Fabry und Buisson (53).

Mit Hilfe eines Linsensystems wird das Licht einer kleinen Öffnung in dem auszumessenden Teil der Platte konzentriert. Die durch die Platte gegangenen Strahlen werden danach wieder durch eine Linse aufgefangen, welche sie aufs neue in einem Punkte konzentriert, wo man das Auge hinbringt.

Das scharfe Bild des Teils der Platte wird nicht auf die Netzhaut des Auges des Beobachters, sondern auf die Pupille projiziert. Die Oberfläche der Linse erscheint also gleichmäßig beleuchtet und das Plattenkorn bleibt unsichtbar.

Eine kleine Öffnung A (Fig. 15) wird durch eine Quecksilberlampe S beleuchtet. Das aus der Öffnung A tretende Lichtbündel verteilt sich in zwei Teile, welche bzw. die zu messende Platte H und den Rauchglaskeil W[1]) durchsetzen. Die Linsen O und L_2 geben ein scharfes Bild der Öffnung A in der Platte H, die Linsen O und L_1 in dem Rauchglaskeil. Auf diese Weise beschränkt sich die Messung auf einen sehr kleinen Teil der Platte, während die Schwärzung des Rauchglaskeils an jeder Stelle einen bestimmten Wert hat. Die beiden Lichtbündel fallen dann auf einen Lummer-Brodhun Würfel K und bilden in ein und demselben Punkt B zwei zusammenfallende Bilder der Öffnung A. In diesem Punkt B fallen die scharfen Bilder des untersuchten Teils der photographischen Platte und des Keils zusammen. Hinter B setzt der Beobachter das Auge und sieht also die gleichmäßig beleuchteten Teile der photometrischen Felder und nicht die Silberkörner der Platte.

Aus der Figur ist der Strahlengang leicht abzulesen. Durch Verschiebung des Keils werden die zwei Felder gleich hell gemacht. Die verschiedenen Stellen des Keils können an einer geteilten Skala abgelesen werden. Weil man immer Verhältnisse der verschiedenen Durchlässigkeiten (d. h. Schwärzungsdifferenzen) bestimmt, ist es gleichgültig, ob die eine Hälfte des Bündels durch Reflexion oder sonstwie eine größere Abschwächung erlitten hat als die andere Hälfte. Da der Beobachter auf diese Weise die photographische Platte, welche er ausmessen will, nicht sieht, ist es schwer auf

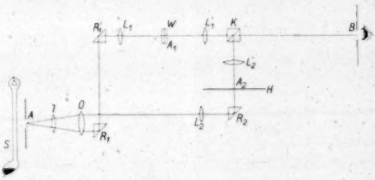


Fig. 15.

diejenige Stelle der Platte einzustellen, welche man ausmessen will. Um dies zu erleichtern, ist eine Hilfseinrichtung angebracht. An Stelle des Diaphragmas, welches verschoben werden kann, wird eine Lupe angebracht, um das Bild der photographischen Platte in B zu beobachten. Man kann den auszumessenden Teil der Platte exakt auf die gewünschte Stelle bringen, welche durch ein Fadenkreuz markiert ist. Das Diaphragma B wird dann wieder in den ursprünglichen Stand gebracht. Um die Einstellung noch weiter zu erleichtern, ist es bequem, einen größeren Teil als das Bild von A auf der Platte zu beleuchten. Dies kann man dadurch erreichen, daß man zwischen O und A eine Linse bringt, welche die Konvergenz der Strahlen ändert.

Die maximale Schwärzung des Keils ist ungefähr 2. Jedoch kann man durch Zwischenschaltung einer absorbierenden Platte, deren Schwärzung bekannt ist und sich zu der des Keils addiert, auch größere Schwärzungen messen[1]).

Die auszumessende Platte wird auf einen Rahmen gelegt, welcher in zwei zueinander senkrechten Richtungen verschoben werden kann. Zu empfehlen ist es, eine Quecksilberlampe als

1) Ein solcher Rauchglaskeil ist eine dunkelgrau gefärbte Glasplatte, die an einem Ende bedeutend dicker ist als an dem anderen, die also keilförmig geschliffen ist. War das Glas genügend gleichmäßig in der Färbung, so erhält man auf diese Weise eine sehr gleichmäßig abgestufte Skala von allen möglichen Lichtdurchlässigkeiten, die leicht in Zahlen auszudrücken ist. Da leider Rauchglas in der gewünschten Gleichmäßigkeit und neutralgrauen Färbung nicht herzustellen ist, muß man für jede Stelle des Keils die Durchlässigkeit bestimmen.

1) Der Apparat wird von Jobin, Paris geliefert.

Lichtquelle mit einem solchen Filter zu benutzen, daß nur das Licht der grünen Quecksilberlinie durchgelassen wird.

Mit diesem Apparat kann man sehr bequem Schwärzungsmessungen (speziell größere Schwärzungen, z. B. zwischen 0,5 und 3) ausführen. Für Messungen kleinerer Schwärzungen ist es weniger geeignet[1]).

Will man mit Apparaten wie oben beschrieben sehr viele Stellen einer Platte ausmessen, so ist dies selbstverständlich eine zeitraubende und ermüdende Arbeit und die Genauigkeit der Einstellung wird dadurch kleiner.

Um die großen Beschwerden solcher subjektiven Beobachtungen zu vermeiden, hat man Apparate gebaut, bei denen das Auge durch einen Apparat ersetzt ist, welcher direkt die Intensität des durchgelassenen Lichtes registrieren kann; man hat also selbstregistrierende Mikrophotometer angefertigt[2]).

d) Mikrophotometer von P. P. Koch und das Mikrophotometer von Rosenberg.

Der erste, welcher ein solches Photometer baute, war P. P. Koch (55). Das Prinzip des Kochschen Photometers besteht darin, daß die Intensität des durch die untersuchte Stelle der Platte gegangenen Lichtes durch direkte Messung mit Hilfe einer photoelektrischen Zelle bestimmt wird.

Das Licht einer Nernstlampe wird durch eine Sammellinse auf eine photographische Platte konzentriert. Das durch die Platte gegangene Licht fällt auf ein Mikroskopobjetiv, das ein scharfes Bild der photographischen Platte auf einen Spalt abbildet. Hinter diesem Spalt steht eine photoelektrische Kalium-Zelle, verbunden mit einem Saitenelektrometer. Je nach der Schwärzung der photographischen Platte, wird die Zelle durch mehr oder weniger Licht getroffen und wird dem Elektrometer ein großer oder kleiner Ausschlag gegeben. Dieser Ausschlag der Saite ist das Maß für die Schwärzung der Platte und wird auf einem empfindlichen Film photographisch registriert. Dieser Film wird mittels desselben Uhrwerkes, das die auszumessende Platte in horizontaler Richtung verschiebt, seinerseits ziemlich schnell senkrecht zur Bewegungsrichtung der Saite vorbeigezogen. Auf diese Weise wird auf dem Film eine Kurve registriert, deren Abszissen mit verschiedenen Stellen der auszumessenden Platte korrespondieren und deren Ordinaten ein Maß für die auf diesen Stellen herrschende Schwärzung geben.

Eine zweite Zelle ist der ersten entgegengeschaltet, um die durch Luftströmungen und Unregelmäßigkeit der Batterie entstehenden Schwankungen in der Lichtstärke der Lichtquelle zu kompensieren. Diese Lichtquelle ist eine Nernstlampe, welche, um genügend große Ausschläge des Elektrometers zu bekommen, überbelastet wird. Eine prinzipielle Schwierigkeit dieses Photometers liefert die Trägheit der photoelektrischen Zelle. Das Elektrometer folgt den Intensitätsänderungen des Lichtes nur sehr langsam, so daß die registrierte Intensitätsverteilung nicht die richtige ist. Man kann diesen Nachteil vermeiden durch sehr langsame Verschiebung der Platte, jedoch wird das Ausmessen einer Platte dadurch wieder sehr zeitraubend. Außerdem zeigt das Elektrometer durch die subtile Anordnung bisweilen unerwartete kleine Bewegungen. Die Saite ist äußerst empfindlich gegen Erschütterungen, so daß die Anordnung auf ein sehr solides System von Eisenträgern montiert werden muß. Dieses Photometer wird von den Askaniawerken (Bambergwerk) in Berlin-Friedenau geliefert. Die Askaniawerke liefern auch das von H. Rosenberg (55a) angegebene Photometer, dessen konstruktiver Aufbau an die Konstruktion des Hartmannschen Mikrophotometers angelehnt ist. Rosenberg hat diesen Apparat unter Berücksichtigung in erster Linie astronomischer Bedürfnisse entworfen, um die Ausmessung kleinster fokaler Sternscheibchen auf einer Platte (ca. 0,01 mm Durchmesser) möglich zu machen. In diesem Apparat wird die Photozelle ausschließlich als Nullinstrument benutzt und darüber hinaus wird auch das Elektrometer streng als Nullinstrument verwendet. Auf diese Weise wird eine hohe Genauigkeit erreicht, weil die

1) Hier möge noch auf einen speziell für Fabrikslaboratorien sehr geeigneten Apparat zur schnellen Bestimmung der Schwärzung photographischer Platten bzw. Papiere hingewiesen werden, deren Eigenschaften (Kontrastwirkung, Neigung zur Schleierwirkung der verschiedenen Entwickler und Verstärker) untersucht werden müssen. Es ist der Densograph von E. Goldberg, hergestellt von der Ica-Aktiengesellschaft.

2) Von M. A. Danjou (54) ist ein Differential-Mikrophotometer angegeben worden, ein Apparat zur Bestimmung kleiner Schwärzungsdifferenzen zwischen aneinander grenzenden Stellen einer photographischen Platte. Hinter einer Linse, welche ein Bild der Platte auf eine kleine Öffnung O eines Schirms gibt, ist ein Wollaston-Prisma gestellt, welches das Bild verdoppelt. An der Stelle der Öffnung O wurden zwei senkrecht zueinander polarisierte Bilder von zwei kleinen Gebieten A und B der Platte zur Koinzidenz gebracht. Unmittelbar vor der Öffnung O ist ein Polariskop von Savart gestellt. Wenn die Schwärzungen in A und B gleich sind, gibt das Licht, das durch die Öffnung O geht, keine Streifen, wenn es jedoch Schwärzungsunterschiede zwischen A und B gibt, erscheinen Interferenzstreifen. Mit Hilfe einer Glassäule zwischen Wollaston und der Savartschen Platte können die Interferenzstreifen zum Verschwinden gebracht werden. Der Apparat gibt Schwärzungsunterschiede von ungefähr einem Tausendstel und wurde zur photographischen Untersuchung variabler Sterne konstruiert.

Messung frei ist von Nullpunktsverschiebungen und Empfindlichkeitsänderungen des Elektrometers.

An Stelle eines photographischen Keiles wurde ein exakt geschliffener optischer Neutralkeil als Helligkeits-Kompensator benutzt.

Eine Schwierigkeit liefern die Ermüdungs- und Erholungserscheinungen der Photozelle, welche von Rosenberg eingehend untersucht worden sind. Rosenberg gibt einige Vorsichtsmaßregeln an, damit die Messungsergebnisse nicht durch diese Erscheinungen verfälscht werden.

e) Mikrophotometer von Moll (56).

Das Prinzip des von Moll angegebenen Mikrophotometers ist dasselbe wie das von Koch, aber Moll benutzt nicht eine Kombination von photoelektrischer Zelle und Elektrometer, sondern die Kombination von Thermosäule und Galvanometer. Diese Kombination hat verschiedene große Vorteile, ist schnell, sehr empfindlich und unabhängig von äußeren Störungen und Erschütterungen. Eine kurze Beschreibung des Apparates möge hier folgen. Ein gerader Draht einer Glühlampe wird durch ein Mikroskopobjektiv scharf auf die auszumessende photographische Platte abgebildet, während ein zweites Objektiv den beleuchteten Teil der Platte auf den Spalt einer Thermosäule von Moll (56 a) abbildet. Die Strahlen, welche durch den Spalt gehen und welche von einem sehr schmalen Teil der photographischen Platte herrühren, fallen auf die Lötstelle der Thermosäule; der entstehende Thermostrom wird mit Hilfe eines schnell anzeigenden Moll-Galvanometers (56 a) gemessen. Selbstverständlich reagiert die Thermosäule hauptsächlich auf Wärmestrahlen, jedoch kann die Abschwächung dieser Strahlen ebensogut als Maß für die Schwärzung dienen wie die Abschwächung sichtbarer Lichtstrahlen. Die Galvanometerausschläge werden auf einer rotierenden, mit empfindlichem Papier bespannten Trommel registriert. Die auszumessende photographische Platte ist in einen Plattenhalter geklemmt, welcher mit Hilfe einer Mikrometerschraube in einer Richtung senkrecht zum Strahlengang des Lichtbündels verschoben wird.

Für die Beschreibung der Details und der Einstellung dieses zur schnellen Ausmessung der Schwärzungen ganzer Spektren sehr bequemen, von P. J. Kipp & Zonen in Delft gelieferten Apparats sei auf die Originalmitteilung (56) verwiesen. Auch in dem registrierenden Mikrophotometer des Mount-Wilson Observatoriums (57) wird die Kombination Thermosäule mit Galvanometer benutzt.

Von W. M. Kok und P. Zeeman (58) ist ein Verfahren[1]) angegeben um die Fehler zu vermeiden, welche durch Unregelmäßigkeiten in dem Mechanismus der Registration bei selbstregistrierenden Mikrophotometern entstehen. Dadurch können solche Mikrophotometer auch zur Messung von Wellenlängenunterschieden wenig getrennter Spektrallinien (z. B. Zeeman-Komponenten einer Linie) nutzbar gemacht werden.

Mehrere Mikrophotometer sind konstruiert worden, wobei teils von der Kombination photoelektrische Zelle-Elektrometer (59), oder photoelektrische Zelle-Galvanometer (60), teils von der Kombination Thermosäule (oder Thermoelemente) und Galvanometer (61, 62) Gebrauch gemacht wurde.

Auch sind noch Photometer angefertigt unter Benutzung von Selenzellen (63) und Thalofitzellen (64) deren Gebrauch jedoch ihrer Trägheit wegen nicht zu empfehlen ist.

VI. Einige Resultate der photographischen Spektralphotometrie.

a) Intensitäten der Komponenten von Multipletts erster Stufe[2]).

Es ist selbstverständlich, daß es unmöglich ist, hier einen Überblick über alle bisherigen photographisch-spektralphotometrischen Arbeiten zu geben. Wir wollen uns auf die Untersuchungen über die Intensitätsverhältnisse der Komponenten mehrfacher Spektrallinien (65) beschränken und auf einige Arbeiten über Intensitätsverteilungen im ganzen Spektrum.

Intensitätsverhältnisse der Komponenten mehrfacher Spektrallinien.

α) Scharfe Nebenserien. Bei den Untersuchungen über die Intensitätsverhältnisse der Komponenten mehrfacher Spektrallinien haben wir absichtlich zuerst solche Liniengruppen untersucht, welche nach Bohrs Theorie korrespondieren mit Übergängen des Leuchtelektrons von ein und derselben Anfangsbahn nach verschiedenen Endbahnen. Diesem Fall begegnen wir in den Liniengruppen der scharfen Nebenserien, wo das Leuchtelektron von dem einfachen s-Niveau zum mehrfachen p-Niveau übergeht (zweifach bei den Alkalien, dreifach bei den Erdalkalien).

1) Prinzipiell wurde ein solches Verfahren schon in der Dissertation von W. J. H. Moll (Utrecht) 1907 S. 31 beschrieben.

2) Multipletts erster Stufe treten nach Landé und Heisenberg (84a) auf, wenn vom Leuchtelektron abgesehen, die in nicht abgeschlossenen Gruppen befindlichen Elektronen sämtlich in Bahnen mit $k = \frac{1}{2}$ gebunden sind.

Tabelle V. Scharfe Nebenserie der Alkalien.

Metall	i	Wellenlänge	Intens. Verh. (nicht korr.)	Intens. d. kont. Hintergrundes	Intens. Verh. (korr.)	Serie	Methode	Lichtquelle
Na	7,1 Amp.	6163 — 6154	100 : 50	3 Proz	100 : 49	$2p - 3s$	*A*	Kohlebogen
„	5,5	„	100 : 52	3 Proz.	100 : 50	„	„	„
„	8	„	100 : 51	3 Proz.	100 : 49	„	„	„
Na	6,8	5153 — 5149	100 : 53	6 Proz.	100 : 50	$2p - 4s$	*A*	Kohlebogen
„	4,5	„	100 : 52	3 Proz.	100 : 50	„	„	„
„	4,5	„	100 : 54	8 Proz.	100 : 50	„	„	„

Metall	Wellenlänge	Intensitäts-Verhältnis (korrigiert)	Serie	Methode	Lichtquelle
Ka	5802 — 5782	100 : 49 — 54	$2p - 4s$	*A*	Kohlebogen
„	„	100 : 48 — 52	„	„	„
„	„	100 : 52 — 55	„	„	„
Ka	5339 — 5323	100 : 47	$2p - 5s$	*A*	Kohlebogen
„	„	100 : 49	„	„	„
„	„	100 : 52	„	„	„
Rb	6160 — 6071	100 : 50 — 54	$2p - 4s$	*B*	Kohlebogen
„	„	100 : 53	„	„	„
Cs	6034 — 5839	100 : 50	$2p - 5s$	*B*	Kohlebogen
„	„	100 : 50	„	„	„

Bei solchen Liniengruppen geben die Intensitätsverhältnisse der Komponenten ohne weiteres die Verhältnisse der verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten zu den verschiedenen Endniveaus. Weiterhin sind in diesem Fall die Resultate unabhängig von den Anregungsbedingungen.

Wir geben hier also erst die Resultate der Messungen der Intensitätsverhältnisse der Komponenten von

1. Dubletts der scharfen Nebenserie der Alkalien *Na*, *Ka*, *Rb* und *Cs* (65).
2. Tripletts der scharfen Nebenserie der Erdalkalien *Mg*, *Ca*, *Zn* und *Cd* (65, 66).
3. ein Triplett der scharfen Nebenserie eines Sextettsystems von *Mn* (65).
4. ein Triplett der scharfen Nebenserie eines Oktettsystems von *Mn* (65)[1]).

Als Lichtquelle wurde eine Bogenlampe benutzt, deren Kohlen ausgebohrt und mit Salzen der zu untersuchenden Metalle oder mit den Metallen selbst gefüllt waren. Für die Untersuchung der Intensitätsverhältnisse der höheren Glieder der *Mg* und *Ca* Triplettserien wurde auch ein Niederspannungsbogen angewandt, in dem die Metalle durch Heizung zur Verdampfung gebracht wurden (66).

Die Stromstärken des *Na* und *Mg* Bogens wurden bei verschiedenen Messungen einer selben Gruppe geändert, um zu prüfen, ob Änderungen der Anregungsbedingungen auch Änderungen im Intensitätsverhältnis mit sich bringen. Eine solche Beeinflussung wurde aber nicht beobachtet.

In der Tabelle ist angegeben, ob die Methode *A* oder Methode *B* angewandt wurde.

In einigen Fällen ist die Intensität des kontinuierlichen Hintergrunds der Linien des Spektrums angegeben worden; relativ zur Intensität der stärksten Linie der zu untersuchenden Liniengruppe. Wo dies nicht der Fall ist, geben die Zahlen die bereits korrigierten Werte an.

Aus dieser Tabelle sieht man sehr deutlich, daß das Intensitätsverhältnis der Komponenten der Dublette der Alkalien gleich 2 : 1 ist, unabhängig von der Art des Metalls und der Rangnummer des Dubletts in der Serie[1]).

1) In diesem Artikel gebrauchen wir die Symbole von Paschen. Für die Einteilung der Spektren in Dublett-, Triplett-, Quartett- usw. Systeme möge auf Sommerfelds Buch „Atombau und Spektrallinien" (67) oder nach Back-Landé (68) „Zeemaneffekt und Multiplettstruktur" verwiesen werden.

1) Dieses letzte Resultat ist analog dem Prestonschen Satz für die magnetische Aufspaltung der Spektrallinien.

Tabelle VI. Scharfe Nebenserie der Erdalkalien.

Metall	Wellenlänge	Intensitäts-Verhältnis (korrigiert)	Serie	Methode	Lichtquelle
Mg	5183 — 5172 — 5167	100 : 63 : 23	$2p - 2s$	*A*	Kohlebogen
„	„	100 : 63 : 23	„	„	„
„	„	100 : 63 : 23	„	„	„
„	„	100 : 63 : 23	„	„	„
„	„	100 : 63 : 23	„	„	„
„	„	100 : 63 : 23	„	„	„
„	„	100 : 61 : 21	„	„	„
Ca	6162 — 6122 — 6102	100 : 62 : 20	$2p - 2s$	*B*	Kohlebogen
„	„	100 : 55 : 22,5	„	„	„
„	„	100 : 65 : 26	„	„	„
Ca	3973 — 3957 — 3948	100 : 57 : 26	$2p - 3s$	*A*	Niedersp. Bogen
„	„	100 : 61 : 21	„	„	„ „
Zn	4810 — 4722 — 4680	100 : 56 bis 59 : 20	$2p - 2s$	*B*	Kohlebogen
„	„	100 : 59 bis 62 : 19	„	„	„
„	„	100 : 62 : 22	„	„	„
„	„	100 : 58,5 : 20	„	„	„
Cd	5085 — 4799 — 4678	100 : 65 : 26	$2p - 2s$	*B*	Kohlebogen
„	„	100 : 58 : 22	„	„	„

Aus dieser Tabelle ist es deutlich, daß das Intensitätsverhältnis der Komponenten der Tripletts der scharfen Nebenserie der Erdalkalien näherungsweise gleich 100 : 60 : 20 d. h. 5 : 3 : 1 ist, unabhängig von der Art des Metalls und der Rangnummer des Tripletts in der Serie.

Interessant war nur weiter zu untersuchen, wie sich die Tripletts der scharfen Nebenserie von Quartett-, Quintett- usw. Systemen verhalten würden. In allen diesen Systemen ist der p-Term dreifach und der s-Term einfach. Professor Sommerfeld erwartete, daß das Intensitätsverhältnis der Komponenten eines Tripletts

bei Quartettsystemen $\frac{6}{2} : \frac{4}{2} : \frac{2}{2}$

bei Quintettsystemen $\frac{7}{2} : \frac{5}{2} : \frac{3}{2}$

bei Sextettsystemen $\frac{8}{2} : \frac{6}{4} : \frac{4}{2}$

bei Septettsystemen $\frac{9}{2} : \frac{7}{2} : \frac{5}{2}$

bei Oktettsystemen $\frac{10}{2} : \frac{8}{2} : \frac{6}{2}$ sein würde.

Es war möglich, dies für das Triplett λ 6021, 6016, 6013 von *Mn* (Sextettsystem) und für das Triplett λ 4823, 4783, 4754 von *Mn* (Oktettsystem) zu untersuchen. Die Resultate (Tabelle VII) bestätigen vollkommen Sommerfelds Erwartung.

Tabelle VII. Scharfe Nebenserie von Sextett- und Oktettsystemen.

Metall	Wellenlänge	Intensitätsverhältnisse gemessen	Intensitätsverhältnisse erwartet	Methode	Systeme	Lichtquellen
Mn	6021—6016—6013	100 : 77 : 53	100 : 75 : 50	*A*	Triplett eines Sextettsystems	Kohlebogen
Mn	6021—6016—6013	100 : 77 : 53	100 : 75 : 50	*A*		
Mn	4823—4783—4754	100 : 81 : 61	100 : 80 : 60	*B*	Triplett eines Oktettsystems	Kohlebogen
Mn	4823—4783—4754	100 : 79 : 62	100 : 80 : 60	*B*		

b) **Diffuse Nebenserie.** In vielen Fällen, wie bei *Na*, *Ka* und *Rb* ist das d-Niveau nicht so weit getrennt, daß man im Spektroskop das „zusammengesetzte" Dublett beobachten kann. Die beobachteten Dubletts korrespondieren mit Übergängen des Leuchtelektrons von einem nicht getrennten d-Niveau zum zweifachen p-Niveau. Die nachfolgende Tabelle gibt die Intensitätsverhältnisse der Komponenten solcher Dubletts.

Tabelle VIII. Diffuse Nebenserie.

Metall	Wellenlänge	Intensitätsverhältnisse	Serie	Methode	Lichtquelle
Na	5688—5682	100 : 50	$2p-4d$	*A*	Kohlebogen
Na	5688—5682	100 : 50	$2p-4d$	*A*	„
Na	5688—5682	100 : 50	$2p-4d$	*A*	„
Na	5688—5682	100 : 50	$2p-4d$	*A*	„
Na	5688—5682	100 : 50	$2p-4d$	*A*	„
Na	4982—4978	100 : 50	$2p-5d$	*A*	Kohlebogen
Na	4982—4978	100 : 52	$2p-5d$	*A*	„
Na	4982—4978	100 : 53	$2p-5d$	*A*	„
Ka	5832—5812	100 : 52	$2p-5d$	*A*	Kohlebogen
Ka	5832—5812	100 : 48	$2p-5d$	*A*	„
Ka	5832—5812	100 : 51	$2p-5d$	*A*	„
Ka	5359—5342	100 : 50	$2p-6d$	*A*	Kohlebogen
Ka	5359—5342	100 : 50	$2p-6d$	*A*	„
Rb	6298—6206	100 : 50	$2p-5d$	*B*	Kohlebogen
Rb	6298—6206	100 : 53	$2p-5d$	*B*	„
Rb	5724—5648	100 : 50	$2p-6d$	*B*	Kohlebogen
Rb	5724—5648	100 : 53	$2p-6d$	*B*	„
Rb	5431—5362	100 : 53	$2p-7d$	*B*	Kohlebogen
Rb	5431—5362	100 : 50	$2p-7d$	*B*	„

Diese Resultate sagen uns also, daß auch im Falle der einfachen Dubletts der diffusen Nebenserie das Intensitätsverhältnis der Komponenten dieser Dubletts gleich 2 : 1 ist, wie bei der scharfen Nebenserie, unabhängig von der Art des Metalls und der Rangnummer des Dubletts in der Serie.

Auch bei den Tripletts der diffusen Nebenserie der Erdalkalien ist das d-Niveau vielfach so wenig getrennt, daß bei nicht genügender Dispersion des Spektralapparates an Stelle zusammengesetzter Tripletts gewöhnliche einfache Tripletts auftreten. Diese Tripletts korrespondieren mit Übergängen von einem noch nicht genügend getrennten d-Niveau nach den drei p-Niveaus.

Die Tabelle IX gibt einige Meßresultate solcher Gruppen der diffusen Nebenserie von *Mg* und *Ca*.

Tabelle IX. Diffuse Nebenserie von *Mg* und *Ca*.

Metall	Serie	Wellenlänge	Intensitätsverhältnisse	Lichtquelle
Mg	$2p-3d$	3838—3832—3829	100 : 61 : 22	Niederspannungsbogen
Mg	$2p-3d$	3838—3932—3829	100 : 61 : 21	„
Ca	$2p-5d$	3644—3630—3624	100 : 60 : 20	Niederspannungsbogen
Ca	$2p-5d$	3644—3630—3624	100 : 60 : 22	„
Ca	$2p-5d$	3644—3630—3624	100 : 60 : 20	„
Ca	$2p-5d$	3644—3630—3624	100 : 60 : 19	„

Wir sehen aus dieser Tabelle, daß auch hier, wie bei den Tripletts der scharfen Nebenserie der Erdalkalien, das Verhältnis der Komponenten einfacher Tripletts der diffusen Nebenserien der Erdalkalien gleich 100 : 60 : 20 oder 5 : 3 : 1 ist, unabhängig von der Art des Metalls und der Rangnummer des Tripletts in der Serie.

c) Bergmann-Serie der Erdalkalien. Das b-Niveau bei *Ca* ist so wenig getrennt, daß auch hier ein einfaches Triplett entsteht, das mit Übergängen des Leuchtelektrons von einem (scheinbar) einfachen b-Niveau zum dreifachen d-Niveau korrespondiert. Hier gibt das Intensitätsverhältnis der Komponenten eines solchen Tripletts also das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten des Leuchtelektrons vom b-Niveau nach den drei verschiedenen d-Niveaus.

Drei solche Gruppen der Bergmannserie haben wir bis jetzt messen können. Die Tabelle X gibt die erhaltenen Resultate.

Aus dieser Tabelle X ersehen wir, daß im Falle des einfachen Tripletts der Bergmannserie das Intensitätsverhältnis der Komponenten gleich 100 : 72 : 43 oder 7 : 5 : 3 ist, unabhängig von der Rangnummer des Tripletts in der Serie.

Tabelle X. Bergmann-Serie von *Ca*.

Metall	Wellenlänge	Intensitätsverhältnisse	Serie	Lichtquelle
Ca	4585—4581—4578	100 : 72 : 44,5	$3d-4b$	Kohlebogen und *Ca*-Niederspannungsbogen
Ca	4585—4581—4578	100 : 72 : 44	$3d-4b$	
Ca	4585—4581—4578	100 : 74 : 47	$3d-6b$	
Ca	4098—4094—4092	100 : 72 : 42	$3d-5b$	*Ca*-Niederspannungsbogen
Ca	4098—4094—4092	100 : 72 : 44,5	$3d-5b$	"
Ca	4098—4094—4092	100 : 72 : 45	$3d-5b$	"
Ca	3875—3872—3870	100 : 72 : 43	$3d-6b$	*Ca*-Niederspannungsbogen

Tabelle XI. Die inneren Quantenzahlen J der Multiplettermen nach Landé.

	Singuletts	Dubletts	
s	$\frac{1}{2}$	1	s
p	$\frac{3}{2}$	1 2	p
d	$\frac{5}{2}$	2 3	d
b	$\frac{7}{2}$	3 4	b

	Tripletts			Quartetts				
s	$\frac{1}{2}$			2				s
p	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	1	2	3		p
d	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	1	2	3	4	d
b	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	2	3	4	5	b

	Quintetts				Sextetts				
s	$\frac{5}{2}$				3				s
p	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$		2	3	4		p
d	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	1	2	3	4	5	d
b	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$	1	2	3	4	5 6	b

	Septetts					Oktetts					
s	$\frac{7}{2}$					4					s
p	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$			3	4	5			p
d	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	2	3	4	5	6	d
b	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$ $\frac{13}{2}$	1	2	3	4	5 6 7	b

Bekanntlich hat Landé (69) jedes Niveau charakterisiert durch innere Quantenzahlen J, mit Hilfe deren er die anomalen Zeeman-Aufspaltungen beschreiben konnte. Die Tabelle XI gibt für die verschiedenen Multipletterme die zugehörigen inneren Quantenzahlen wieder.

Wenn wir die Intensitätsverhältnisse der Komponente des Dubletts und Tripletts der scharfen Nebenserie mit diesen inneren Quantenzahlen vergleichen, so sehen wir, daß das Intensitätsverhältnis der Dublett- und Triplettkomponenten der scharfen Nebenserien gleich dem Verhältnis der inneren Quantenzahlen J des Endniveaus ist (Regel I). Statt der Benutzung der Landéschen inneren Quantenzahlen J kann man auch die Intensitätsverhältnisse der Komponenten einer Mehrfachlinie mit den Sommerfeldschen Zahlen beschreiben. Bei der Kombination eines Mehrfachterms mit einem Einfachterm verhalten sich die Intensitäten also, wie die „Quantengewichte" $2j+1$ (nach Sommerfeld) oder $2J$ (nach Landé) des Mehrfachterms, d. h. wie die Anzahl Termaufspaltungen im anomalen Zeemaneffekt.

Diese Regel bleibt auch richtig in den Fällen,

Konzentration der eingeführten Salzlösungen wurde möglichst klein gehalten.

Die Resultate von H. Jakob, welche in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind, zeigen, daß die Regel III auch an höheren Gliedern der Alkalihauptserie erfüllt ist.

Metall	Serie	Wellenlänge	Konzentration der Lösung	Int. Verh.	Mittl. Fehler einer Aufnahme
K	$1s-3p$	4044—4047	0,5 proz.	0,02	+0,03
Rb	$1s-3p$	4202—4215	0,2 „	2,02	+0,02
			0,5 „	2,00	+0,03
			1,0 „	2,02	+0,04
			4,0 „	2,03	+0,06
Cs	$1s-3p$	4555—4593	2,0 „	2,02	+0,05
			2,0 „	2,00	+0,03
	$1s-3p$	3876—3888	4,0 „	2,05	+0,03
			4,0 „	2,03	+0,04
			4,0 „	1,92	+0,06
			8,0 „	2,04	+0,04

Da die Anfangsniveaus bei der Hauptserie dieselbe Rolle spielen als die Endniveaus im Falle der scharfen Nebenserie, haben Burger und Verfasser (73) die folgende Regel für die Intensitäten mehrfacher Spektrallinien geprüft.

Die Summe der Intensitäten der Komponenten einer Mehrfachlinie, die mit Übergängen des Leuchtelektrons von demselben Anfangsniveau korrespondieren, verhalten sich wie die inneren Quantenzahlen J dieser Anfangsniveaus (Regel IV).

Wir behaupten, daß die Intensitäten der Komponenten jeder Mehrfachlinie sowohl der Regel II als der Regel IV gehorchen müssen.

Die Regel II haben wir schon an einigen Beispielen geprüft. Jetzt wollen wir sehen, ob auch die Regel IV durch die Messungen bestätigt wird.

In der folgenden Tabelle geben wir einen Überblick über die Werte der relativen Intensitäten des zusammengesetzten Tripletts $2p-4d$ des Calciums.

Tabelle XIII.

$^1p_1\left(\frac{5}{2}\right)$	1	18	100
$^1p_2\left(\frac{3}{2}\right)$	19	54	0
$p_3\left(\frac{1}{2}\right)$	25	0	0
	$^2d_3\left(\frac{3}{2}\right)$	$^2d_2\left(\frac{5}{2}\right)$	$^2d_1\left(\frac{7}{2}\right)$

Die J-Werte sind neben den Symbolen der Niveaus angegeben. Die Regel II sagt, daß die Summe der Werte der Horizontalreihen sich verhalten wie die J-Werte $\frac{5}{3}:\frac{3}{2}:\frac{1}{2}$ der p-Niveaus; die Regel IV sagt, daß die Summen der Werte in den Vertikalreihen sich verhalten wie die J-Werte $\frac{7}{2}:\frac{5}{2}:\frac{1}{2}$ der d-Niveaus. Die Regel II haben wir für diesen Fall schon geprüft; nach Regel IV muß also:

$$(1+19+25):(18+54):100 = 3:5:7$$

sein.

Die Übereinstimmung ist, wenn wir bedenken, daß die Intensität der stärkeren Linien immer etwas gedrückt wird, durch die Selbstumkehrung genügend. Auch in anderen Fällen werden die Summenregeln durch die Meßresultate gestützt.

Fraglich ist noch, inwieweit die Summenregeln gültig bleiben, wenn die Anfangsniveaus weit getrennt sind. Das Intensitätsverhältnis wird in diesen Fällen von den Anregungsbedingungen abhängig sein, z. B. im Falle der Erregung durch Elektronenstöße von der Geschwindigkeit der Elektronen, insbesondere wenn die Voltgeschwindigkeit der Elektronen ungefähr gleich der Anregungsspannung der betreffenden oberen Niveaus ist.

Die vier bisher genannten Intensitätsregeln sind also:

I. Das Intensitätsverhältnis der Dublett- und Triplettkomponenten der scharfen Nebenserien ist gleich dem Verhältnis der inneren Quantenzahlen J der Endniveaus.

II. Die Summe der Intensitäten der Komponenten einer Mehrfachlinie, welche korrespondieren mit Übergängen des Leuchtelektrons nach einem selben Endzustand verhalten sich wie die inneren Quantenzahlen J dieser Endniveaus.

III. Das Intensitätsverhältnis der Komponenten mehrfacher Spektrallinien der Hauptserie ist gleich dem Verhältnis der inneren Quantenzahlen J der Anfangsniveaus.

IV. Die Summe der Intensitäten der Komponenten einer Mehrfachlinie, die mit Übergängen des Leuchtelektrons vom demselben Anfangsniveau korrespondieren, verhalten sich wie die inneren Quantenzahlen J dieser Anfangsniveaus[1]).

Im einfachen Falle der zusammengesetzten Dubletts sind die Regeln II und IV genügend, um die relative Intensität jeder Komponente

1) Diese Regeln bleiben auch gültig im Falle der Dubletts und zusammengesetzter Dubletts der Funkenspektren der Erdalkalien (66a).

des zusammengesetzten Dubletts eindeutig zu bestimmen.

Die folgende Tabelle gibt das Resultat der Berechnung für eine willkürliche azimutale Quantenzahl k des Endniveaus. Die azimutale Quantenzahl des Anfangsniveaus ist dann $k+1$. Setzt man $k = 1, 2, 3 \ldots$, so bekommt man bzw. die Intensitätsverhältnisse der Komponenten der sp-, pd-, db-Serien.

Tabelle XIV.

k	$\frac{1}{(2k-1)(2k+1)}$	$\frac{2k^2+k-1}{(2k-1)(2k+1)}$
$2k-1$		
$k-1$	$\frac{2k^2-k-1}{(2k-1)(2k+1)}$	0
$2k-1$		
	$\frac{k}{2k+1}$	$\frac{k+1}{2k+1}$

Die J-Werte der zwei Anfangsniveaus sind k und $k+1$, der zwei Endniveaus $k-1$ und k. In der Tabelle XIV sind statt dieser Quantenzahlen relative Quantenzahlen eingeführt, welche J als Zähler und die Summe der J-Werte aller Anfangs- bzw. Endniveaus als Nenner haben. In einer solchen Tabelle muß dann nach unseren Regeln die Summe der Intensitäten in jeder Reihe oder Kolonne gleich der relativen Quantenzahl, neben bzw. unter der Reihe oder Kolonne sein. Wenn wir den Wert $k=2$ für die pd-Serie in die Tabelle XIV einführen, finden wir also nach unseren Regeln als berechnete Werte für die relativen Intensitäten der Komponenten des zusammengesetzten Dubletts der pd-Serie:

Tabelle XV.

$p_1\left(\frac{2}{3}\right)$	1	9
$p_2\left(\frac{1}{3}\right)$	5	0
	$d_2\left(\frac{2}{5}\right)$	$d_1\left(\frac{3}{5}\right)$

In dieser Tabelle sind nur die Zähler der Brüche von Tabelle XIV gedruckt, der gemeinsame Nenner $(2k-1)(2k+1) = 3 \times 5 = 15$ ist fortgelassen. Nach den Regeln II und IV würden also die Intensitäten der drei Komponenten der zusammengesetzten Dubletts der pd-Serie sein:

$$9 : 5 : 1 = 100 : \pm 55 \pm 11.$$

Das Experiment hat für Cs gegeben:

$$100 : 55 : 13,$$

also eine genügende Übereinstimmung.

Im allgemeinen sind die Regeln II und IV nicht genügend, um die Intensität jeder Komponente eines Multipletts eindeutig zu bestimmen. Zum Beispiel im Falle des zusammengesetzten Tripletts müssen die Verhältnisse der Intensitäten von sechs Komponenten bestimmt werden, d. h. die Anzahl der unbekannten Größen ist fünf.

Die Regeln II und IV geben jede das Verhältnis der drei betreffenden Summen, d. h. zusammen geben sie vier Gleichungen, also eine Gleichung zu wenig.

In der Originalmitteilung von Burger und Verfasser wurde zur vollständigen Beschreibung der Intensitäten aller Linien eines Multipletts eine weitere Regel gegeben, welche zusammen mit der Summenregel gestattete, die Intensitäten zu berechnen. In ihrer ursprünglichen Form (bei gewisser Normierung wurde die schwächste Komponente 1 gesetzt) ist diese Zusatzregel jedoch nicht aufrecht zu halten.

Von verschiedenen Seiten ist zur Vervollständigung der oben formulierten Intensitätsregeln auf das Korrespondenzprinzip hingewiesen worden (74, 75, 76, 77). Dieses Korrespondenzprinzip kann wohl nicht die Summenregeln ersetzen, wurde aber als heuristisches Prinzip benutzt. Ornstein und Burger (74), Sommerfeld und Hönl (77) stützen ihre Anwendung des Korrespondenzprinzips auf das Intensitätsproblem auf eine Arbeit von Sommerfeld und Heisenberg (78). In dieser Arbeit wurde von der Sommerfeldschen Modellvorstellung des Atoms ausgegangen, nach der das Impulsmoment des Atoms sich vektoriell zusammensetzt aus dem Impulsmoment j_s des unangeregten s-Zustandes und dem hinzukommenden Moment j_a der Anregung.

Fermi (79) und R. de L. Kronig (76) und H. N. Russell (76a) stützen ihre Betrachtungen auf das Landésche R.K.J.-Schema. Es ist fraglich, ob bei dem heutigen Stand der Atomtheorie die endgültige theoretische Lösung des Problems zu geben ist. Jedenfalls ist es sehr wichtig, experimentell die Intensität der Multiplettstrukturen weiter zu verfolgen. Speziell diejenigen Fälle müssen näher untersucht werden, bei denen die Anfangsniveaus weit getrennt sind, zur Prüfung, ob auch in diesem Fall die Summenregeln gültig bleiben.

Ornstein und Burger sowie Sommerfeld und Hönl haben die Summenregeln auch für die pp'-, dd'- usw. Gruppen angewandt, bei denen zwei Elektronen gleichzeitig bei dem Emissionsprozeß beteiligt sind. Die bisher veröffentlichten Resultate, betreffend die dd'-Gruppe (λ 5600) von Ca (vom Verfasser gemessen) und der dd'-Gruppe von Chrom (gemessen von Frerichs (71)), sind hiermit nicht streitig, aber vorläufige Resultate des Verfassers, betreffend die pp'-Gruppe (λ 2995—3010 Å.-E.) scheinen zu zeigen, daß

die Energieverteilung in diesen Gruppen sehr stark von den Anregungsbedingungen abhängig ist. Weitere Untersuchungen auch in dieser Hinsicht wären sehr erwünscht.

G.H.Dieke (76b) hat mit Hilfe der Summenregeln die Intensitäten in Bandenspektren berechnet.

Die Summenregeln für die relativen Intensitäten der Komponenten von Multipletts sind von verschiedenen Seiten verallgemeinert zur Vorhersage der relativen Intensitäten der Zeemankomponenten einer magnetisch aufgespaltenen Spektrallinie. Auf die theoretischen Betrachtungen in dieser Richtung wollen wir hier nicht eingehen. Wir verweisen hierfür auf die Arbeiten von Ornstein[1]) und Burger (80), H. Hönl (81) und R. de L. Kronig und Goudsmit (82).

Eine experimentelle Prüfung im Falle des Zinktripletts λ 4810, 4722 und 4680 Å finden wir in einer Arbeit von L. S. Ornstein, H. C. Burger und W. C. van Geel (83) ausgeführt. Die experimentell gefundenen Werte stimmen gut mit den theoretischen überein[2]).

b) Intensitäten der Komponenten von Multipletts „zweiter Stufe" des Neons.

Landé (84) hat gezeigt, daß das Neonspektrum ein sogenanntes „Spektrum zweiter Stufe" ist, welches im Bau sehr viel von den bekannten Spektren von *Na*, *Mg*, *V*, *Mn*, *Fe* verschieden ist. Solche Spektren „höherer Stufe" treten nach Landé und Heisenberg (84a) auf, wenn der Atomrumpf Elektronengruppen mit $K \geqq 2$ mit restierendem Impulsmoment besitzt. Landé hat auch für solche Spektren die Termstruktur und den Zeemaneffekt beschrieben. Jeder Term wurde charakterisiert durch innere Quantenzahlen J, wie in Tabelle XVI wiedergegeben wird.

Tabelle XVI.

1) Siehe auch den Vortrag von Prof. Ornstein in der „Physical Soc. of London" (Proceedings Phys. Soc. **37**, 343, 1925).

2) Anmerkung bei der Korrektur: W. C. van Geel (Zeitschr. für Phys. **33**, 856, 1925) hat vor kurzem die Regeln für die Intensitäten der Zeemankomponenten der Mehrfachlinien noch weiter geprüft an Beispielen im Oktettsystem (*Mn*), Septettsystem (*Cr*) und Quintettsystem (*Cr*).

Vom Verfasser (85) wurde mittels der Methode B das Intensitätsverhältnis der Neonlinien der Hauptserie sp einer Neonsäule gemessen.

Das Resultat findet man in Tabelle XVII.

Tabelle XVII.

λ	Serie	Intensität
8082,460	$2s_2 - 2p_{10}$	2
7438,885	$2s_3 - 2p_{10}$	1
7245,165	$2s_4 - 2p_{10}$	20
7173,938	$2s_2 - 2p_8$	5
7032,410	$2s_3 - 2p_{10}$	20
7024,043	$2s_4 - 2p_7$	2
6929,465	$2s_2 - 2p_6$	26
6717,042	$2s_2 - 2p_5$	19,5
6678,275	$2s_2 - 2p_4$	31,5
6652,093	$2s_2 - 2p_3$	+ 0,1
6598,953	$2s_2 - 2p_2$	17
6532,881	$2s_3 - 2p_7$	15
6506,527	$2s_4 - 2p_5$	39,5
6402,246	$2s_5 - 2p_4$	100
6382,991	$2s_4 - 2p_7$	32,5
6334,428	$2s_5 - 2p_8$	34
6304,789	$2s_4 - 2p_6$	10
6266,495	$2s_3 - 2p_1$	16
6217,279	$2s_5 - 2p_7$	10
6163,594	$2s_3 - 2p_2$	10,5
6143,061	$2s_5 - 2p_6$	34
6128,457	$2s_4 - 2p_5$	+ 0,1
6096,162	$2s_4 - 2p_4$	20,5
6074,337	$2s_4 - 2p_3$	15
6029,999	$2s_4 - 2p_2$	4
5975,534	$2s_5 - 2p_5$	3
5944,834	$2s_5 - 2p_4$	17,5
5881,896	$2s_5 - 2p_2$	9
5852,475	$2s_2 - 2p_1$	14
5400,550	$2s_4 - 2p_1$	1

Werden auf diesen Fall der Hauptserie des Neons die Summenregeln angewandt, so findet man summierend nach den Anfangszuständen:

Die Summen der Intensitäten der Linien, welche korrespondieren mit Übergängen aus den Niveaus

p_1	ist P_1	= 15
p_2	„ P_2	= 40,5
p_3	„ P_3	= 15
p_4	„ P_4	= 60,5
p_5	„ P_5	= 38,5
p_6	„ P_6	= 70
p_7	„ P_7	= 70,5
p_8	„ P_8	= 38,5
p_9	„ P_9	= 100
p_{10}	„ P_{10}	= 45

Summierend nach denselben Endzuständen finden wir:

Die Summen der Intensitäten der Linien, welche korrespondieren mit Übergängen nach

s_5	ist S_5	= 237,5
s_4	„ S_4	= 142,5
s_2	„ S_2	= 112
s_3	„ S_3	= 47,5

Der Mittelwert $P_{4,6,8}$ der Summen P_4, P_6, P_8 (Anfangsniveaus mit gleichem $J = \frac{5}{2}$) ist $P_{4,6,8} = 73$, der den Summen P_2, P_5, P_7, P_{10} (Anfangsniveau mit gleichem $J = \frac{3}{2}$) ist $P_{2,5,7,10} = 45$, der den Summen P_1 und P_3 (Anfangsniveau mit gleichem $J = \frac{1}{2}$) ist $P_{1,3} = 15$.

Wir sehen also:

$$P_9 : P_{4,6,8} : P_{2,5,7,10} : P_{1,3} = 100 : 73 : 45 : 15 = 7 : 5 : 3 : 1.$$

Vergleichen wir diese Werte mit den in der Tabelle XVII angegebenen inneren Quantenzahlen der p-Niveaus, so sieht man, daß die Verhältnisse $P_9 : P_{4,6,8} : P_{2,5,7,10} : P_{1,3}$ sehr gut wiedergegeben werden durch das Verhältnis der inneren Quantenzahlen des p-Niveaus.

Auf analoge Weise finden wir in Beziehung auf die Endniveaus:

$$S_5 : S_{2,4} : S_3 = 227{,}5 : 127 : 42{,}5 = 5 : 3 : 1,$$

also gleich dem Verhältnis der inneren Quantenzahlen der Endniveaus ($S_{2,4}$ ist der Mittelwert der Summen S_2 und S_4)[1].

Es zeigt sich also, daß unter Anregungsbedingungen, wie in der von uns benutzten Neonsäule, die Summenregeln auch in diesen Fällen gültig sind (wenn, wie Landé schon erwartete, die Mittelwerte gebildet werden, wie wir oben angegeben haben).

Nun hat Hertz (86) gezeigt, daß bei Anregung des Neonspektrums durch Elektronstöße mit Elektronengeschwindigkeiten ungefähr gleich der Anregungsspannung der $2p$-Niveaus, die Intensitätsverteilung im Spektrum sich sehr stark ändert, wenn die Elektronengeschwindigkeiten um 0,1 variiert werden. Z. B. ist die relative Intensität der gelben Linie λ 5852 abhängig von der Anregungsspannung. Nach Paschens Serienschema ist die Anregungsspannung dieser Linie 0,4 Volt höher als die der Linien λ 6143, 6402 und 6506. Die gelbe Linie fehlt ganz und gar bei der kleinsten Spannung, die nötig ist, um diese Linien anzuregen. Wird die Spannung einige Zehntel Volts erhöht, so erscheint diese Linie und übertrifft visuell bald die anderen an Intensität. Im Falle der von uns benutzten Neonsäule war die Intensität der gelben Linien λ 5852 viel schwächer als die der roten Linie λ 6402 (etwa 14 Proz.).

Interessant wäre es, zu untersuchen, unter welchen Bedingungen man mittels Anregung durch Elektronenstöße dieselbe Energieverteilung bekommt wie in der Neonsäule, also eine Energieverteilung, bei der den Summenregeln von Burger-Dorgelo Genüge getan wird.

Nicht nur im Falle des Neonspektrums, sondern allgemein bei Multipletts, wo die Anfangsniveaus bedeutend getrennt sind, wird das Intensitätsverhältnis bei Anregung durch Elektronenstöße stark abhängig sein von der Elektronengeschwindigkeit, wenn die benutzten Anregungsspannungen in der Nähe der kritischen Spannungen der Linien liegen (analog auch bei Röntgenspektren).

c) Intensitäten der Röntgenlinien.

Im Anschluß an die Resultate der experimentellen und theoretischen Arbeiten über das Intensitätsverhältnis der Komponenten mehrfacher Spektrallinien der optischen Spektren ist es interessant, jetzt auch die Röntgenlinien zu betrachten.

Auch in diesem Gebiet sind die Resultate teilweise auf photographisch-photometrischem Wege gefunden (über die Methoden des photographisch-photometrischen Verfahrens im Röntgengebiet s. Abschnitt VII), teilweise aber auch durch Messungen mit Hilfe von Ionisationskammern. Sowohl Coster und Goudsmit (87) als auch Sommerfeld (88) haben die Intensitätsregeln von Burger und Dorgelo an dem vorhandenen Material im Röntgengebiet geprüft.

In beiden Arbeiten geht man aus vom folgenden Schema:

Röntgenterm	K;	L_{11},	L_{21},	L_{22};	M_{11},	M_{21},	M_{22},	M_{32},	M_{33}.
	K;	L_{I},	L_{II},	L_{III};	M_{I},	M_{II},	M_{III},	M_{IV},	M_{V}.
n_2	1_{11};	2_{11},	2_{21},	2_{22};	3_{11},	3_{21},	3_{22},	3_{32},	3_{33}.
Optischer Term	$1s$;	$2s$,	$2p_1$,	$2p_2$;	$3s$,	$3p_1$,	$3p_2$,	$3d_2$,	$3d_3$.

Röntgenterm .	N_{11},	N_{21},	N_{22},	N_{32},	N_{33},	N_{43},	N_{44}.
	N_{I},	N_{II},	N_{III},	N_{IV},	N_{V},	N_{VI},	N_{VII}.
n_2	4_{11},	4_{21},	4_{22},	4_{32},	4_{33},	4_{43},	4_{44}.
Optischer Term	$4s$,	$4p_1$,	$4p_2$,	$4d_2$,	$4d_3$,	$4f_3$,	$4f_4$.

[1] R. de L. Kronig (85a) gibt in dieser Hinsicht sehr interessante theoretische Überlegungen in einem kürzlich erschienenen Artikel in der Zeitschr. f. Physik.

In der ersten Zeile steht die Bezeichnung der Röntgenniveaus, wie sie in der vierten Auflage des Buches von Sommerfeld benutzt wurde. In der zweiten Zeile finden wir die Bezeichnung der Niveaus nach Landé. In der dritten Zeile sind die die Niveaus charakterisierenden Quantenzahlen angegeben. Die Hauptquantenzahl n spielt für die Intensitätsfragen keine Rolle, k ist die azimutale und j die innere Quantenzahl.

In der vierten Zeile steht die Paschensche Bezeichnung der entsprechenden optischen Terme, d. h. solche Terme, welche durch dieselben Quantenzahlen k und j charakterisiert sind wie die darüberstehenden Röntgenterme, jedoch mit deer Abweichung, daß die Indizes bei $p, d, f \ldots$ direkt gleich den betreffenden inneren Quantenzahlen gesetzt sind.

Vor allem interessieren uns die Fälle, in denen einer der kombinierenden Terme einfach ist, d. h. die Fälle, in denen p- und s-Terme kombinieren. In Analogie mit den optischen ps-Dubletts sollten diese Komponenten solcher Röntgendubletts das Intensitätsverhältnis 100 : 50 oder 2 : 1 zeigen.

Dieses Intensitätsverhältnis können wir also erwarten bei den folgenden Röntgendubletts:

I. K-Spektrum: Linientype $1s—np$

KL_{III} und KL_{II} (k_{α_1} und k_{α_2} nach der Siegbahnschen Bezeichnung)
KM_{III} und KM_{II} (k_{β_1} doppelt „ „ „ „)
KN_{III} und KN_{II} (k_{β_2} doppelt „ „ „ „)

II. L-Spektrum: Linientype $2s—np$

L_IM_{III} und L_IM_{II} (L_{β_3} und L_{β_4} nach der Siegbahnschen Bezeichnung)
L_IN_{III} und L_IN_{II} (L_{γ_3} und L_{γ_2} „ „ „ „)

III. L-Spektrum: Linientype $2p—ns$

$L_{III}M_I$ und $L_{II}M_I$ (L_l und L_{η} nach der Siegbahnschen Bezeichnung)
$L_{III}N_I$ und $L_{II}N_I$ (L_{β_6} und L_{γ_5} „ „ „ „)
$L_{III}O_I$ und $L_{II}O_I$ (L_{β_7} und L_{γ_8} „ „ „ „)

Von der Gruppe I wurde das Intensitätsverhältnis von K_{α_1} und K_{α_2} gemessen. Siegbahn und Zaćek fanden mit der photographischen Methode bei Fe, Cu und Zn das Verhältnis 100 : 50. Dasselbe Verhältnis ergaben die Messungen mit der Ionisationsmethode von Duane und Stenström für W und von Duane und Patterson für Mo.

Unter Benutzung großer Dispersion wurde die Doppellinie K_{β_1} von de Broglie für Rh und W getrennt. Genaue Intensitätsmessungen der Komponenten sind nicht angestellt, jedoch ist die Bemerkung, welche de Broglie über die relativen Intensitäten der zwei Komponenten macht, mit dem Verhältnis 2 : 1 nicht im Widerspruch.

Die K_{β_2}-Linie ist noch nicht getrennt. Die Resultate der Messungen für die Dubletts der Gruppe II stimmen weniger gut mit der Erwartung überein; wohl ist die Linie L_{β_3} stärker als L_{β_4} und L_{γ_3} stärker als L_{γ_2}. Die Messungen von Duane und Patterson lieferten $L_{\beta_3} : L_{\beta_4} = 15 : 9$ und $L_{\gamma_3} : L_{\gamma_2} = 9 : 7$. Sehr erwünscht wäre es, die Dubletts dieser Gruppe II näher zu untersuchen. Die Linien der Gruppe III sind alle schwach oder sehr schwach. Visuelle Schätzungen sind mit dem erwarteten Verhältnis 2 : 1 nicht im Widerspruch. Auch hier können genaue Messungen näher Aufschluß geben.

Von außerordentlichem Interesse sind die „zusammengesetzten Dubletts", wobei p- und d-Termen bzw. d- und f-Termen kombinieren.

Nach den Summenregeln von Burger und Dorgelo für die zusammengesetzten Dubletts erwarten wir als Intensitätsverhältnis für die Komponenten der pd-Röntgendubletts das Verhältnis 9 : 1 : 5, für die Komponenten der df-Röntgendubletts das Verhältnis 20 : 1 : 14.

Interessant sind in dieser Hinsicht

im L-Spektrum die Linien $2p—3d$:

IV. $L_{III}M_V$, $L_{II}M_{IV}$ und $L_{III}M_{IV}$ (L_{α_1}, L_{β_1} und L_{α_2} nach Siegbahn).

im M-Spektrum die Linien $3d—4f$:

V. M_VN_{VII}, $M_{IV}N_{VI}$ und M_VN_{VI} (M_{α_1}, M_{β} und M_{α_2} nach Siegbahn).

Duane und Patterson geben bei Wolfram für $L_{\alpha_1}:L_{\alpha_2}$ das Verhältnis 10:1 an. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen diese Angaben mit den erwarteten Verhältnissen überein. Das Verhältnis $L_{\alpha_1}:L_{\beta_1}$ wurde noch nicht gemessen.

Bei den zusammengesetzten Dubletts

VI. $2p-4d$ im L-Spektrum:

$$L_{III}N_{V,IV} \text{ und } L_{II}N_{IV} \quad (L_{\beta_2}-L_{\gamma_1})$$

VII. $2p-5d$ im L-Spektrum:

$$L_{III}O_{V,IV} \text{ und } L_{II}O_{IV} \quad (L_{\beta_5}-L_{\gamma_6})$$

fallen die Komponenten $L_{III}N_V$ und $L_{III}N_{IV}$ zusammen. Wir erwarten hier also das Verhältnis 2:1. Experimentell wurde dies noch nicht festgestellt, aber visuelle Schätzung spricht auch hier nicht gegen die theoretische Erwartung.

Bemerkt möge werden, daß Abweichungen der hier angegebenen Intensitätswerte auftreten können bei unvollständiger Ausbildung der äußeren Niveaus und daß die relativen Intensitäten der Röntgenlinien abhängig sein können von der Größe der angelegten Spannungen. Benutzt man z. B. eine Spannung von einer Größe zwischen den kritischen Spannungen der L_{III} und L_{II} Absorptionskanten, so bekommt man wohl die Linien L_{α_1} und L_{α_2}, aber nicht die Linie L_{β_1}. Die Intensitätsregeln sind annäherungsweise nur gültig, wenn die benutzte Spannung groß ist im Verhältnis zu den kritischen Spannungen der Linien. Nach E. C. Stoner können die Intensitätsregeln auch noch durch Elektronengruppen zerstört werden, welche zwischen Anfangs- und Endniveau liegen.

Obenstehende Intensitätsbetrachtungen weisen auch auf die Analogie zwischen den Röntgendubletts und optischen Dubletts hin. Auf die dabei auftretenden Schwierigkeiten (89, 90, 91) in Beziehung zum relativistischen Charakter der Dublettformel möge hingewiesen werden. Die quantitativen Intensitätsmessungen im Röntgengebiet sind also von großer Wichtigkeit, weil sie einen direkten Aufschluß über die statistischen Gewichte der Atomzustände geben oder nach Stoner über die Elektronenzahlen der Atomschalen.

d) Intensitäten der aufeinanderfolgenden Glieder einer Serie.

Von Frl. C. E. Bleeker und I. A. Bongers (92) ist mittels der Methode B das Intensitätsverhältnis aufeinanderfolgender Glieder der diffusen und scharfen Nebenserie von Rubidium und Cäsium in Flammen sehr verschiedener Temperatur gemessen worden. Es wurde ein Bunsenbrenner, ein Leuchtgas-Luftgebläse und ein Leuchtgas-Sauerstoffgebläse benutzt. Zuerst ist noch untersucht worden, inwieweit die Konzentration des in die Flamme gebrachten Salzes die Intensitätsverteilung beeinflußte. Eine solche Beeinflussung wurde aber nicht gefunden.

Da die aufeinanderfolgenden Linien einer Serie sehr verschieden in Intensität sind, kann man das Verhältnis der Linien nicht aus einer einzelnen Aufnahme bestimmen. Die höheren Nummern der Serien brauchen eine längere Expositionszeit als die ersten Nummern.

Tabelle XVIII, welche die Resultate der Messungen für den Fall des *Rb*-Sauerstoffgebläses angibt, gestattet, die Genauigkeit der Messungen zu beurteilen.

Tabelle XVIII.

Rubidium (diffuse Nebenserie).

Serie	λ	J/v			Mittelwert
$5d-2p_2$	6209	100	100	100	100
$5d-2p_1$	6207	49,5	46,5	47	47,7
$6d-2p_2$	5724	33,5	32	29	31,5
$6d-2p_1$	5648	—	—	—	—
$7d-2p_2$	5432	10,8	12,8	9,8	11,1
$7d-2p_1$	5363	5,0	5,5	4,9	5,1
$8d-2p_2$	5260	4,2	5,5	4,7	4,8
$8d-2p_1$	5195	2,1	2,2	2,1	2,1
$9d-2p_2$	5150	2,2	2,6	2,2	2,3
$9d-2p_1$	5089	1,4	1,4	—	1,4

Rubidium (scharfe Nebenserie).

Serie	λ	J/v			Mittelwert
$4s-2p_2$	6160	20,5	21,5	19	20,3
$4s-2p_1$	6071	11,1	11,4	10,1	10,9
$5s-2p_2$	5654	—	—	—	—
$5s-2p_1$	5579	2,7	2,8	1,9	2,5
$6s-2p_2$	5391	1,1	1,4	0,9	1,1
$6s-2p_1$	5323	0,6	0,8	0,5	0,6
$7s-2p_2$	5233	—	0,6	0,6	0,6
$7s-2p_1$	5170	—	0,3	—	0,3

Die folgende Tabelle gibt nebeneinander die Intensitätsverhältnisse als Mittelwerte von mehreren Aufnahmen der gemessenen *Rb*-Linien in den drei Flammen.

Tabelle XIX. Rubidium.

Serie	λ	J/v		
		Sauerstoff-flamme	Leuchtgas-Luftgebläse	Bunsen-brenner
$5d-2p_2$	6209	100	100	100
$5d-2p_1$	6207	47,7	46,5	48,5
$4s-2p_2$	6160	20,3	18,0	—
$4s-2p_1$	6071	10,9	9,2	—
$6d-2p_2$	5724	31,5	32,5	30
$7d-2p_2$	5432	11,1	11,0	—
$7d-2p_1$	5363	5,1	4,9	—
$8d-2p_2$	5260	4,8	4,3	—

Aus dieser Tabelle sieht man, daß Temperaturänderung keinen merklichen Unterschied im Verhältnis der Linien verursacht.

Die Tabelle XX gibt die Resultate der Messungen für den Fall des *Cs*-Sauerstoffgebläses.

Tabelle XX. Cäsium (Diff. Nebenserie).

Serie	λ	Mittelwert von I/ν
$6d-2p_2$	6217 und 6213	670
$6d-2p_1$	60 0	340
$7d-2p_2$	5846 und 5845	—
$7d-2p_1$	5664	131
$8d-2p_2$	5635	100
$8d-2p_1$	5460	45,5
$9d-2p_2$	5502	37,2
$9d-2p_1$	5341	19,4
$10d-2p_2$	5414	16,1
$10d-2p_1$	5257	8,45
$11d-2p_2$	5351	7,05
$11d-2p_1$	5199	3,05
$12d-2p_2$	5304	4,0
$12d-2p_1$	5154	1,85

Cäsium (Scharfe Nebenserie).

$5s-2p_2$	6035	49
$5s-2p_1$	5839	—
$6s-2p_2$	5746	15,4
$6s-2p_1$	5569	7,95
$7s-2p_2$	5574	6,95
$7s-2p_1$	5407	2,9

Aus den obenstehenden Tabellen sieht man auch, daß sich die früher formulierten Intensitätsregeln für das Verhältnis der Dubletts bewähren.

Nach F. Danmeyer (93) lassen sich die von Bleeker und Bongers gefundenen J/ν-Werte für Rubidium in die Formel einordnen:

$$\frac{J}{\nu_m} = C\,\frac{md}{2^m}$$

worin C eine Konstante ist.

Dasselbe gilt von den md-Serien des Cäsiums (nur der erste Wert 670 ist als Ausreißer zu betrachten).

Obwohl die Meßresultate der scharfen Nebenserie weniger gut mit der Formel $\frac{J}{\nu} = c\,\frac{ms}{2^m}$ übereinstimmen (die Übereinstimmung ist bei Cäsium besser als bei Rubidium), ist Danmeyer der Ansicht (auch wegen ähnlicher Ergebnisse am Quecksilberdampf) (94), daß in der Formel

$$\frac{J}{\nu} \sim \frac{m\,d}{2^m} \sim \left[\frac{m\,s}{2^m}\right]$$

ein allgemeines Gesetz vorliegt.

VII. Die Schwärzung der photographischen Platte durch Röntgenstrahlen und ihre Anwendung zu Intensitätsmessungen.

Wir haben bereits auf die Wichtigkeit der Intensitätsmessungen im Röntgengebiet hingewiesen. Um die photographische Spektralphotometrie auch hier anwenden zu können, muß auch für Röntgenstrahlen die Abhängigkeit der Schwärzung von der Belichtungszeit, Intensität und Wellenlänge untersucht werden. Eingehende Untersuchungen in dieser Richtung sind von A. Bouwers (95) ausgeführt worden. Sie zeigen deutlich, daß die photographische Platte auch im Röntgengebiet ein brauchbares Mittel zu Intensitätsmessungen ist. Friederich und Koch (96), sowie Glocker und Traub (97) hatten schon für das Gebiet kleiner Schwärzungen die Proportionalität der Schwärzung mit der Belichtungszeit und Intensität festgestellt, aber aus den Meßresultaten dieser Autoren ist bereits zu entnehmen, daß die Schwärzungskurve bei größeren Schwärzungen erheblich von der Anfangsgerade abweicht. Bouwers hat gezeigt, daß die Schwärzung S einer photographischen Platte durch Röntgenstrahlen als Funktion der Belichtungszeit durch die Formel von Busé (7)

$$S = C\,\log\left(\frac{t}{\tau} + 1\right)$$

wiedergegeben wird, worin C und τ Konstanten sind. Die Konstante C in dieser Formel ist in hohem Maße von der Entwicklungszeit abhängig, und zwar nimmt sie mit steigender Entwicklungszeit bis zu einem Grenzwert zu. Wie Sheppard und Mees (98) fand Bouwers, daß die Schwärzung S als Funktion der Entwicklungszeit wiedergegeben wird durch:

$$S_t = S\,(1 - e^{-at})$$

worin a ungefähr 0,15 ist.

Für gewöhnliches Licht ist von verschiedenen Seiten gezeigt worden, daß der Exponent p in dem Schwarzschildschen Gesetz

$$S = f\,(it^p)$$

kleiner ist als 1. Bouwers hat gezeigt, daß im Falle der Röntgenstrahlen dieser Exponent wenig von der Einheit abweicht.

Man kann p bestimmen durch Betrachtung gleicher zu verschiedenen Intensitäten und Belichtungszeiten gehöriger Schwärzungen, aus:

$$i_1 t_1^p = i_2 t_2^p$$

$$p = \frac{\log i_2 - \log i_1}{\log t_1 - \log t_2}.$$

Bouwers findet dann:

$$p = 0{,}99 \pm 0{,}02.$$

Glocker und Traub fanden ein ähnliches Ergebnis für homogene Strahlung.

Nimmt man für p die Einheit, so kann man das Schwärzungsgesetz also schreiben:

$$S = C \log\left(\frac{it}{a} + 1\right).$$

In Übereinstimmung mit dem Befund von Glocker und Traub fand auch Bouwers, daß die Konstante C nicht von der Wellenlänge abhängig ist.

Für praktische Intensitätsmessungen ist es nicht notwendig, daß die Konstanten in obenstehender Formel berechnet werden. Jedoch müssen wir noch auf einige wichtige Faktoren hinweisen, denen Rechnung getragen werden muß. Wenn man z. B. mit einem Seemannspektrographen ein kontinuierliches Röntgenspektrum aufnimmt, so gibt die Schwärzung der photographischen Platte nicht ein direktes Bild der spektralen Energieverteilung. Wegen der selektiven Absorption des Silbers in der photographischen Platte findet man eine Diskontinuität bei derjenigen Wellenlänge, welche mit der Absorptionsgrenze des Silbers korrespondiert. Überdies ist die Absorption im Film verschieden für verschiedene Wellenlängen und nimmt im allgemeinen mit der Wellenlänge zu. Die Schwärzung der Platte ist deshalb für größere Wellenlängen zu groß.

Bouwers hat angegeben, wie Fehler, die durch die Variation der Absorption mit der Wellenlänge auftreten, auf einfache Weise eliminiert werden können. In der Kassette des Spektrographen wurden statt eines Films, fünf Filme hintereinander gestellt, welche also in abnehmendem Maße geschwärzt werden.

Zugleich mit dem Spektrum kann (wo möglich auf demselben Film oder sonst auf einem Film aus demselben Teil geschnitten) eine Schwärzungsskala aufgenommen werden.

Wir wollen hier näher eine von Bouwers ausgeführte Messung eines Spektrums beschreiben. Das Spektrum war das einer *Wo*-Antikathode bei einer Spannung, die ein wenig niedriger lag als die zur Anregung der K-Strahlung des Wolframs nötige.

In der Fig. 17 gibt Kurve I die Schwärzung des ersten Films in Abhängigkeit der Wellenlänge, die Kurve V die Schwärzung des fünften Films. Mit Hilfe der auch in Fig. 17 angegebenen Schwärzungskala ist hieraus die mit diesen Schwärzungen korrespondierende Intensität abgeleitet. Die so erhaltenen Intensitätsverteilungen sind in Fig. 18 wiedergegeben (die Kurven I und II). Da die Konstante C in der Schwärzungsformel nicht von der Wellenlänge abhängig ist, ist es nicht notwendig, für jede

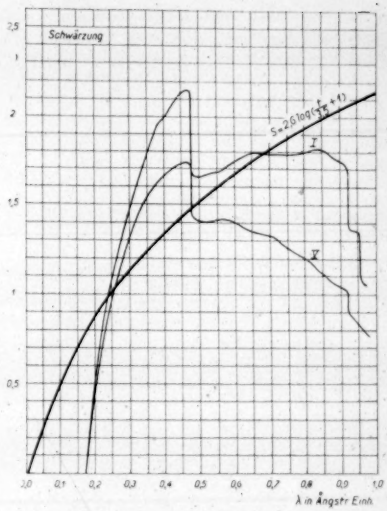


Fig. 17.

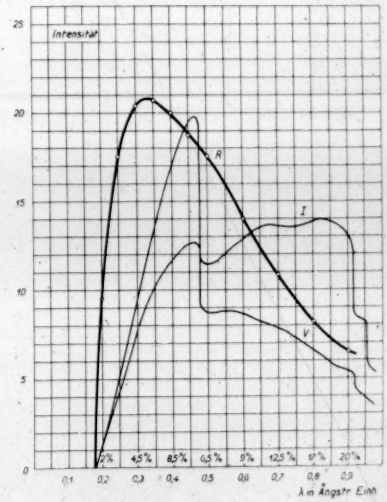


Fig. 18.

Wellenlänge einzeln eine Schwärzungsskala zu machen.

Aus diesen so gefundenen Intensitätsverteilungen ist für jede Wellenlänge die prozentuale

Absorption für jeden Film abzuleiten. Aus einer Messung ergab sich, daß die ersten vier Filme für die Wellenlänge 0,5 Å die Intensität soviel abgeschwächt hatten, daß die Intensität, welche noch auf den fünften Film kam, nur noch 76 Proz. der Intensität war, welche auf den ersten Film einfiel. Ziehen wir die vierte Wurzel aus 0,76, so finden wir, daß die Abschwächung durch jeden Film für die Wellenlänge 0,5 Å gleich 6,5 Proz. ist, weil $\sqrt[4]{0{,}76} = 0{,}935$.

Auf diese Weise kann man für jede Wellenlänge die prozentuelle Absorption pro Film bestimmen und die Intensitätsverteilung, wie sie durch die Kurve I angegeben wurde, korrigieren für die verschiedene Absorption der Strahlen verschiedener Wellenlänge. Die Kurve R in der Fig. 18 ist nun so entstanden, daß für jede Wellenlänge die Intensität bestimmt wurde, die mit einer Absorption von 10 Proz. korrespondierte. Die systematischen Fehler der photographischen Platte, durch verschiedene Absorption für verschiedene Wellenlänge sind also korrigiert.

Ist für eine bestimmte Filmsorte die Absorption in Abhängigkeit der Wellenlänge untersucht worden, so genügt es, eine Aufnahme mit einem Film zu machen. Jedoch ist es, um eine größere Genauigkeit zu bekommen, zu empfehlen, die oben beschriebene Methode zu befolgen, d. h. eine Anzahl von Films zu photometrieren und hieraus die Abschwächung pro Film abzuleiten.

Bouwers gibt die folgende Tabelle für die prozentuelle Absorption pro Film in Abhängigkeit der Wellenlänge.

Die berechneten Zahlen geben die Werte, welche man erwarten kann, nach den in der Literatur bekannten Absorptionskoeffizienten der Bestandteile des Films. Bouwers hat hierzu einige Films chemisch analysiert und insbesondere die Menge Silber pro cm² des Films bestimmt. Für die Berechnung der Absorption verschiedener Bestandteile des Films hat er die von Glocker gegebenen Formeln (99) angewandt.

Prozentuelle Absorption im Film.

Wellenlänge in A. E.	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
Berechnet	1,6	3,8	7,3	10,0	5,6	9,0	13,7	26,5
Gemessen	1,8	4,0	7,7	10,0	5,6	8,8	13,0	26,5

Die Kurve R in der Fig. 18 gibt schon viel besser die richtige Energieverteilung im Spektrum wieder als die Kurven I und V[1]). Eine bedeutende Korrektion muß jedoch noch angebracht werden: der Spektrograph muß nämlich noch geeicht werden. So sind z. B. die Intensität der Kristallreflexion, die Absorption der Strahlen durch die durchsetzten Medien und der „photographische Effekt" der Röntgenstrahlen abhängig von der Wellenlänge. Auch hat man die Superposition der Spektren erster, zweiter und dritter Ordnung, zu berücksichtigen. Um alle diese Korrektionen zu umgehen, wurde der Spektrograph geeicht.

Für diese Eichung benutzte Bouwers ein Vakuumbolometer, welches, weil keine störenden Einflüsse durch Luftströmungen auftreten können und weil kein Wärmeverlust an der Luft stattfindet, sehr empfindlich ist.

Dieses Vakuumbolometer wurde erst geeicht zur Bestimmung der Energie, die nötig ist, um einen Ausschlag des Galvanometers von hundert Teilen der Skala zu bekommen. Das Eichungsverfahren wurde nun folgenderweise ausgeführt.

Fünf monochromatische Strahlungen mit genügender Intensität zu bolometrischen Messungen wurden erhalten mittels fünf Antikathoden aus *Pt*, *Wo*, *Sb*, *Ag* und *Mo* bzw. filtriert mit *Wo*, *Hf*, *Cd*, *Pd* und *Zr*. Die Intensitäten dieser Strahlung wurden mit dem Bolometer gemessen (der verschiedenen Absorption jeder dieser Wellenlängen durch das Bolometer wurde Rechnung getragen). Nachdem mit Hilfe des Bolometers die Intensität der Strahlung für eine dieser Wellenlängen bestimmt war, wurde diese Strahlung mit dem Spektrographen photographiert. Dies geschah sukzessive für alle fünf Wellenlängen mit gleicher Belichtungszeit. Am besten ist es, wenn möglich, alle fünf Aufnahmen auf demselben Film zu machen. Unmittelbar nach dieser Aufnahme wurde mit denselben Strahlen eine Schwärzung-Zeit-Skala gemacht. Die Filme mit der Schwärzung-Zeit-Skala und mit dem Spektrum wurden gleichzeitig entwickelt.

Erstens kann nun die Korrektion bestimmt werden für die Überlagerung der 2. und 3. Ordnungen. Mit Hilfe der Schwärzungsskala kann man aus den Schwärzungen durch die 1. und 2. Ordnung der *Pt-Kα* Linie das Intensitätsverhältnis beider Ordnungen bestimmen. Die Intensitäten der 2. und 3. Ordnungen waren 15 Proz. bzw. 6 Proz. derjenigen der 1. Ordnung.

Zweitens kann man nun auch für jede Wellenlänge aus den gefundenen Schwärzungen

1) Wenn man auf diese Weise die Energieverteilung im kontinuierlichen Röntgenspektrum mißt, kann man sehr gut relative Änderungen durch verschiedene Spannungen bestimmen.

die Koeffizienten s bestimmen, welche das Verhältnis zwischen den in den Spektrographen gefundenen Intensitäten und den bolometrisch gemessenen Intensitäten angeben.

Als Mittelwerte von s gibt Bouwers für die betreffenden Welllenlängen: 1,0; 1,0; 1,4; 1,95; 2,6.

Die relativen Werte dieser Koeffizienten sind graphisch in der Fig. 19 eingetragen. Diese Figur zeigt schließlich die zwei Korrektionen, welche nun noch an der Kurve der Fig. 18 angebracht werden können.

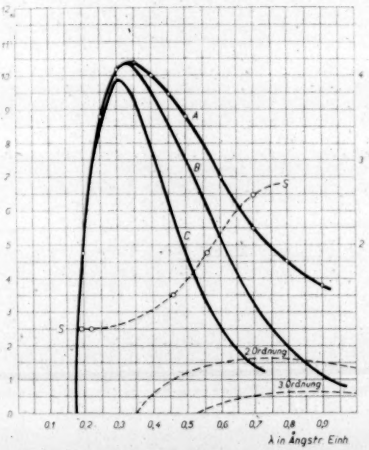


Fig. 19.

In der Fig. 19 gibt die Kurve A die Energieverteilung wieder, wie wir sie in der Fig. 18 fanden. Die Kurve B gibt die Energieverteilung nach Anbringung der Korrektionen für die Überlagerung der 2. und 3. Ordnungen. Schließlich wird die Kurve C aus B erhalten, wenn man die Ordinaten der Kurve B für jede Wellenlänge durch den Koeffizienten s, der durch die Kurve S gegeben wird, dividiert. Abgesehen von der Absorption im Aluminiumfenster der Röntgenröhre und in der Antikathode gibt also die Kurve C die beste Näherung der wahren Energieverteilung der Strahlung einer Röntgenröhre unter bestimmten Bedingungen. Es ist auf diese Weise möglich, die Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Spannungen miteinander zu vergleichen.

Dieses in Abschnitt VII beschriebene Verfahren ist selbstverständlich auch für Intensitätsmessungen von Röntgenlinien zu benutzen.

Literaturverzeichnis.

1) F. Hurter u. V. C. Driffield, Journ. Soc. Chem. Ind. **9**, 455, 1890.
2) Deumens, Verh. Kon. Akad. van Wetenschappen **19**, 461, 1920.
3) Eder, Handbuch der Photographie.
3a) Monographien über „The Theory of Photography" des Laboratoriums der Eastman Kodak Company.
4) R. Bunsen u. H. E. Roscoe, Pogg. Ann. **117**, 529, 1862; A. u. L. Lumière, Moniteur de la Phot. 1887, S. 27; Phot. Wochenblatt 1887, S. 413.
5) K. Schwarzschild, Publikationen der v. Kuffnerschen Sternwarte 1900, 5; Astr. Journal **11**, 89, 1900.
6) J. Stark, Ann. d. Phys. **35**, 461, 1911.
7) A. J. H. Busé, Physica **2**, 64, 1922.
8) E. Kron, Publ. Astrophys. Obs. Potsd. **22**, 193; Ann. d. Phys. **41**, 751, 1913.
9) J. A. Parkhurst, Astrophys. Journ. **30**, 33, 1909.
10) H. E. Ives, Astrophys. Journ. **31**, 157, 1910.
10a) L. A. Jones und E. Huse, Journ. Opt. Soc. of Am. J. 1079, 1923; **11**, 319, 1925.
11) J. Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenk. **19**, 97, 1899.
12) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **30**, 841, 1909.
13) H. B. Dorgelo, Zeitschr. f. Phys. **13**, 206, 1923; s. auch H. B. Dorgelo, Dissertation Utrecht; The intensities of the components of multiple spectral lines, Kap. 1, S. 6.
14) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **30**, 845, 1909; R. Riwlin, Dissertation Utrecht 1923, S. 17.
15) H. B. Dorgelo, Zeitschr. f. Phys. **31**, 827, 1925.
16) Chr. Füchtbauer, G. Joos u. O. Dinkelacker, Ann. d. Phys. **71**, 204, 1923.
17) H. Buisson u. Ch. Fabry, Revue d'optique **3**, 1, 1924.
18) Ch. Fabry u. H. Buisson, Journ. d. Phys. **9**, 933, 1910.
19) P. H. van Cittert, Zeitschr. f. Instrumentenk. **41**, 116—118, 1921.
20) R. Frerichs, Zeitschr. f. Phys. **31**, 305, 1925.
21) W. J. H. Moll, Kon. Akad. van Wetenschappen **27**, 566, 1919.
22) H. C. Burger u. P. H. van Cittert, Kon. Akad. van Wetenschappen **29**, 394, 1920.
23) G. Hansen, Zeitschr. f. Phys. **29**, 356, 1924.
24) H. B. Dorgelo, Dissertation Utrecht 1924, S. 16, Methode B.
25) H. Buisson u. Ch. Fabry, Revue d'optique **3**, 26, 1924.
26) W. J. Beekman u. F. Oudt, Zeitschr. f. Phys. **29**, 267, 1924.
27) H. Rubens u. G. Michel, Sitzungsberichte Preuß. Akad. d. Wiss. S. 590, Berlin 1921.
27a) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung 1906, 157.
28) W. Wien, Abh. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1893, 25.
29) Coblentz, Bull. Bur. Stand. **17**, 7, 1922; Journ. Opt. Soc., 8. Jan. 1924.
30) C. Zwikker, Dissertation Amsterdam 1925, S. 67.
31) E. O. Hulburt, Astr. Journ. **45**, 149, 1917.
32) C. Zwikker, Dissertation Amsterdam 1925, S. 49.
33) Forsythe u. Worthing, Rep. Intern. Comm. Illum. 1924.
34) Hyde, Cady u. Forsythe, Journ. Frankl. Inst. **181**, 418, 1916.
35) P. Doornenbal, Physica **3**, 186, 1023.
36) P. H. van Cittert, Physica **3**, 182, 1923; Revue d'Optique **2**, 57, 1923.
37) K. Ångström, L'energie dans le spectre visible de l'étalon Hefner. Upsala 1903.
38) F. Leder, Ann. d. Phys. **24**, 319, 1907.
39) S. Valentiner u. M. Rössiger, Ann. d. Phys. **76**, 785, 1925.
40) G. W. Stewart, Phys. Rev. **13**, 257, 1901; **16**, 123, 1903; Physik. Zeitschr. **4**, 1, 1903.
41) R. Ladenburg, Physik. Zeitschr. **7**, 697, 1906.

42) Coblentz, Bureau of Standards Sc. Pap. 1920, No. 362.
43) O. Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur 1914.
44) C. W. Waidner u. G. K. Burgess, Bull. Bur. of Stand. **2**, 327, 1906; G. K. Burgess u. H. E. Chatelier, Measurements of high temperatures, 1912, 341.
45) C. C. Patterson u. B. P. Dudding, Phil. Mag. **30**, 42, 1915.
46) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 36, 1901.
47) O. Lummer, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen **21**, 123, 1915.
48) A. Meyer, E.-F.-Z. **37**, 667, 1916.
49) E. Podzus, Verh. d. phys. Ges. **21**, 284, 1919.
50) W. Mathiesen, Untersuchungen über den Lichtbogen, 1921.
51) F. Patzelt, Zeitschr. f. Techn. Phys. **4**, 66, 1923.
51a) F. Henning u. W. Heuse, Zeitschr. f. Phys. **32**, 799, 1925.
52) L. S. Ornstein u. H. C. Burger, Kon. Akad. van Wetensch. **29**, 1920; H. A. C. Denier v. d. Kon. Archives Neerlandaises, Serie III, A VII 1923, 140.
53) Comptes rendus de l'Academie des Sciences **154**, 359, 1913; Journal de Physique, 5. Serie **9**, 37, 1919; Revue d'Optique **1**, 6, 1924.
54) M. A. Danjou, Bull. Soc. française de physique 215.
55) P. P. Koch, Ann. d Phys. **39**, 705, 1912.
55a) H. Rosenberg, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **45**, 313, 1925.
56) W. J. H. Moll, Kon. Akad. van Wetenschappen Amsterdam **28**, 566, 1919.
56a) — Kon. Akad. van Wetenschappen Amsterdam **22**, — 206, 1913; **22**, 614, 1913.
57) E. Petit u. S. P. Nicholson, Journ. of the opt. Soc. of Amer. **7**, 187, 1923.
58) W. M. Kok u. P. Zeeman, Kon. Akad. van Wetenschappen Amsterdam **33**, 749, 1924
59) Dobson, Proc. Roy. Soc. **104**, 248, 1923.
60) J. O. Perrine, Journ Opt. Soc. Amer. **8**, 381, 1924.
61) Stetson, Astr. Journal **43**, 253 u. 325, 1916; Stetson u. Carpentier, Astr. Journ. **58**, 36, 1923.
62) G. R. Harrison, Journ. Opt. Soc of Am. **10** (15), 163, 1925.
63) Toy u. Rawling, Proc. Phys, Soc. London **36**, 432, 1924; Nature März 1924, S. 351.
64) Schoen, Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 483, 1923.
65) H. B. Dorgelo, Dissertation Utrecht 1924.
66) —, Physica **4**, 281, 1924.
66a) —, Zeitschr. f. Phys. **31**, 827, 1925.
67) A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien (4. Auflage).
68) Back u. Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur.
69) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **5**, 232, 1921.
70) M. Gouy, Ann. de Chem. et de Phys. **5** (18), 70, 1879.
71) R. Frerichs, Zeitschr. f. Phys. **31**, 305, 1925.
72) F. Paschen, Ann. d. Phys. **27**, 558, 1908.
73) H. C. Burger u. H. B. Dorgelo, Zeitsch. f. Phys. **23**, 258, 1924.
74) L. S. Ornstein u. H. C. Burger, Zeitschr. f. Phys. **31**, 355, 1925.
75) A. Sommerfeld, Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 1, 1925.
76) R. de L. Kronig, Zeitschr. f. Phys. **31**, 185, 1925.
76a) H. A. Russell, Nature **115**, 835, 1925.
76b) G. H. Dieke, Zeitschr. f. Phys. **33**, 161, 1925.
77) A. Sommerfeld u. H. Hönl, Sitzungsberichte der preußischen Akad. der Wissenschaften **9**, 141, 1925.
78) — u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **11**, 131, 1922.
79) E. Fermi, Physica **4**, 340, 1925.
80) L. S. Ornstein u. H. C. Burger, Zeitschr. f. Phys. **28**, 135, 1924; **29**, 241, 1924.
81) H. Hönl, Zeitschr. f. Phys. **31**, 340, 1925; **31**, 885, 1925.
82) R. de L. Kronig u. S. Goudsmit, Naturwissenschaften **13**, 90, 1925; Kon. Akad. van Wetenschappen **34**, 278, 1925.
83) L. S. Ornstein, H. C. Burger und W. C. van Geel, Zeitschr. f. Phys. **32**, 681, 1925.
84) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **17**, 292, 1923.
84a) —, u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **25**, 279, 1924.
85) H. B. Dorgelo, Physica **5**, 90, 1925.
85a R. de L. Kronig, Zeitschr. f. Phys. **33**, 261, 1925.
86) G. Hertz, Kon. Akad. van Wetenschappen Amsterdam **23**, 867; Zeitschr. f. Phys. **22**, 18, 1924.
87) D. Coster, Physica **4**, 337, 1924.
88) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **76**, 284, 1925, Paschen-Festschrift.
89) D. Coster, Physica **4**, 257, 1924.
90) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **25**, 46, 1924.
91) J. S. Bowen u. B. A. Millikan, Phys. Rev. **23**, 764, 1924.
92) Frl. C. E. Bleeker u. I. A. Bongers, Zeitschr. f. Phys. **27**, 195, 1924.
93) F. Danmeyer, Zeitschr. f. Phys. **31**, 76, 1925.
94) A. Pflüger, Ann. d. Phys. **26**, 797, 1908.
95) A. Bouwers, Zeitschr. f. Phys. **14**, 174, 1923; Physica **3**, 113, 1923; **5**, 8, 1925; Dissertation Utrecht 1924.
96) W. Friederich u. P. P. Koch, Ann. d. Phys. **45**, 399, 1914.
97) R. Glocker u. W. Traub, Phys. Zeitschr. **22**, 345, 1921.
98) Sheppard u. Mees, Zeitschr. f. wiss. Phot. **3**, 354, 1905.
99) R. Glocker, Physik. Zeitschr. **19**, 66, 1918.

Eindhoven, Natuurkundig Laboratorium, der Philips' Gloeilampenfabricken. 13. August 1925.

(Eingegangen 15. September 1925.)

BESPRECHUNGEN.

E. Mosch, Lehrbuch der Physik (Oberstufe). Gr. 8°. 1. Heft. IX u. 129 S. m. 89 Abb. 2. Heft VI u. 146 S. m. 147 Abb. Leipzig, G. Freytag. 1925. 1. Heft M. 2.60.

Eine sehr beachtliche Neuerscheinung für den Schulmann. Das Streben dieses Werkes geht dahin, nach der vorläufigen, mehr experimentellen Bekanntschaft mit den physikalischen Erscheinungen, welche die Unterstufe vermittelt, ein wohlbegründetes und lückenloses System der physikalischen Naturkenntnis aufzubauen und dabei mit den Anschauungen der lebenden Wissenschaft und den neuesten Errungenschaften der Technik, soweit sie grundsätzlicher Natur sind, bekannt zu machen. „Eine popularisierende Darstellung, die scheinbar mühelos mit den neuesten Forschungen bekannt zu machen weiß, habe ich zu vermeiden gesucht", sagt der Verfasser im Vorwort. In der Tat geht das Buch weit über die Bedürfnisse der Schule hinaus und scheut sich nicht, die systematisch besonders abgeschlossenen Gebiete vorwiegend deduktiv zu behandeln, ohne Rücksicht auf das Schlagwort von „Schwamm- und Kreidephysik". Es muß auch sehr anerkannt werden, daß alles verschämt-verlogene Ausweichen vor der Infinitesimalrechnung vermieden ist, ja daß sogar die anschauliche und bequeme Vektor-

schreibweise einbezogen wurde. Trotzdem läßt der einerseits physikalisch-wissenschaftlich, andererseits technisch gerichtete Charakter des Buches deutlich erkennen, daß die Mathematik an dieser Stelle wohl um der Physik willen da ist, nicht aber umgekehrt. — Die Sprache ist sachlich meist sehr wohlüberlegt, mitunter aber auch etwas sorglos. Als Beispiel für das erstere: „1 kg ist angenähert gleich dem Gewicht von 1 l Wasser von 4° C" — exakt ist es nämlich als Gewicht des Ur-kg in Paris definiert —, für das letztere: „Das ... Schmelzwasser beträgt 14 g" statt: „Das Gewicht des Schmelzwassers beträgt ..." (1. Heft, S. 102).

Der Absicht des Werkes entsprechend folgt die Stoffgruppierung mehr systematischen als methodischen Gesichtspunkten. Das 1. Heft enthält in einem 1. Teil „Grundlagen", z. B. Kraft und Masse, technisches und physikalisches Maßsystem, molekulare Auffassung der Materie, mathematische Hilfsmittel. Dabei ist die scharfe Scheidung der beiden Maßsysteme sehr anzuerkennen, keinesfalls aber kann man dem Verfasser dafür danken, daß er in dieser Absicht die ohnedies schon reichliche Fülle notwendiger Bezeichnungen durch einige veraltete unnötig vermehrt. Sehr hübsch ist die Begründung der Molekulartheorie. Der II. Teil des 1. Heftes enthält die Wärmelehre. Besonderer Wert wird auf die beiden Hauptsätze gelegt, deren erster in einer ausführlichen Behandlung von Arbeitsdiagrammen seine Bedeutung so recht erkennen läßt, während aus dem S-T-Diagramm und dem technischen Problem des Wirkungsgrades der 2. Hauptsatz und die thermodynamische Temperaturskala herauswachsen. Hierbei ist übrigens ein kleiner Schnitzer unterlaufen, insofern das Auftreten der willkürlichen Integrationskonstante dabei als eine Willkürlichkeit des absoluten Nullpunkts statt einer Willkürlichkeit im Maßstab der Temperaturskala gedeutet wird (S. 85). Der kinetischen Gastheorie ist ein eigenes Kapitel gewidmet, das in der Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den Perrinschen Versuchen gipfelt. Das 2. Heft enthält der Mechanik fester und deformierbarer Körper. Bei der Maschinenlehre steht der Arbeitssatz als Erfahrungstatsache an der Spitze. Methodisch interessant ist die Behandlung des Hebelgesetzes vor dem Kräfteparallelogramm. Das praktisch so wichtige Gebiet der Reibung ist ausführlich behandelt. Leider ist dabei der Begriff der Haftreibung ganz unter den Tisch gefallen und daher rührt wohl auch der Irrtum S. 31), die Erscheinung, daß beim Anfahren eines Zuges manchmal die Räder des Triebwagens über den Schienen gleiten, ohne daß der Zug sich in Bewegung setzt, lasse sich durch zu kleine Rollreibung erklären. Bei der Himmelsmechanik äußert sich die Relativitätstheorie in der Betonung der grundsätzlichen Gleichberechtigung des ptolemäischen und kopernikanischen Systems. Ein Kapitel über Rotationsbewegungen führt zur Theorie des Kreiselkompasses und des Foucaultschen Pendelversuchs. Bei der Hydromechanik ist mit der Gepflogenheit, von der Dynamik ganz zu schweigen, gründlich gebrochen. Die Technik kommt hierin mit der Behandlung von Wasserkraftanlagen und der Luftschiffahrt zu ihrem Recht.

Eine beträchtliche Zahl von Aufgaben unterstreicht so recht das oben über den Charakter des Buches Gesagte. Statt der früher herrschenden Art, die nichts war als eine unverständig, ja wirklichkeitsfremd „eingekleidete" Rechenaufgabe, entdeckt man hier eine große Zahl wissenschaftlich oder technisch interessanter Probleme als willkommene Ergänzung zu den im Text vertretenen ausführlichen Besprechungen solcher Einzelfragen. Ferner sind flott geschriebene historische Überblicke den einzelnen Teilen beigefügt. Besonders unterhaltend zu lesen ist der Abschnitt über die Entwicklung des Energieprinzips. Endlich muß es sehr begrüßt werden, daß am Schluß jedes Heftes verhältnismäßig reichhaltige Konstantentabellen zusammengestellt sind. Den zwei noch fehlenden Heften darf man wohl mit gespannter Erwartung entgegensehen. E. Nies.

L. A. Ott, Theorie und Konstantenbestimmung des hydrometrischen Flügels. Gr.-8°. IV u. 49 S. mit 25 Abbildungen. Berlin, Julius Springer. 1925. M. 4.50.

Seit langer Zeit bis auf den heutigen Tag behauptet der Woltmanflügel, d. i. eine mit einem Zählwerk verbundene Schraube, wegen seiner Handlichkeit in der Wassermessung eine führende Rolle. Alle Flügelräder müssen geeicht werden und somit ergibt sich die Aufgabe, aus den mehr oder weniger streuenden Eichpunkten die Eichkurve bzw. die Konstanten der „Flügelgleichung" herzuleiten. Eine gründliche analytische Behandlung dieses Problems bildet den Inhalt der vorliegenden Monographie. Auf Grund einfacher mechanischer Überlegungen und unter Anlehnung an Erfahrungstatsachen kommt der Verfasser zur Aufstellung einer Flügelgleichung mit 5 Konstanten. Er zeigt, wie man diese aus der Eichkurve graphisch ermittelt, und ferner, daß die früher angegebenen Gleichungen als Spezialfälle seiner allgemeineren Gleichung sich ergeben, schließlich durch Vergleich mit Messungsergebnissen die gute Eignung seiner Gleichung. Eine übersichtliche Zusammenstellung der Arbeitsvorgänge für die Aufstellung der Flügelgleichung erleichtert die praktische Anwendung des Verfahrens.

Wenn es sich in der vorliegenden Schrift auch nicht um eine „Theorie" im strengeren Sinn handelt, so hat der Verfasser sich damit doch entschieden das Verdienst erworben, systematisch Ordnung in die verschiedenen Gleichungen gebracht und ein handliches Verfahren angegeben zu haben. F. Schiller.

J. Czochralski, Moderne Metallkunde in Theorie und Praxis. 8°. 292 Seiten mit 298 Abb. Berlin, Springer. 1924. M. 12.—.

Verfasser hat nicht die Absicht, ein systematisches Lehrbuch der Metallkunde zu geben. In der Einleitung wird betont, daß das Buch seine Aufgabe darin sieht, nicht nur künftige Forschungen zu fördern, sondern auch zu neuen Fragen anzuregen. Aus diesem Grunde ist auch der auf ungefähr ein Sechstel des Buches zusammengedrängte Abschnitt über die Phasen- und Gefügelehre ein Auszug aus den breiteren Darstellungen anderer Lehrbücher. Wohl mit Rücksicht auf die Beschränkung des Raumes sind theoretische Ableitungen dabei so gut wie ganz beiseite gelassen. Aber hier wie in allen folgenden Kapiteln beleben die vorzüglichsten Dünnschliffbilder und andere Abbildungen in eindrucksvoller Weise die Darstellung.

Die reichen Erfahrungen des Verfassers treten besonders in dem Abschnitt über die Hauptarten der metallographischen Ätzverfahren hervor. Zusammenstellungen der wichtigsten Ätzmittel und Ätzerscheinungen (Tab. III) liefern auch dem Geübteren willkommenes Erfahrungsmaterial. Die Gefügeseonderheiten bei Erstarrungsprodukten von Schmelzen werden an Beispielen aus der Praxis vorgeführt. Es handelt sich dabei aber nicht um eine bloße Aufzählung, sondern um wissenschaftlich vertiefte Zusammenhänge, die durch Berücksichtigung der Tammannschen Kernhäufigkeit und Kristallisationsgeschwindigkeit die Eigentümlich-

keiten der Erstarrung von Schmelzen verständlich machen.

Die Betrachtungen über Gefügebau und Technologie der durch Kneten bearbeiteten Metalle, insbesondere die Darlegungen über Rekristallisation, sind die lückenlose Berichterstattung eines Autors, der bei der Lösung der hier auftretenden Probleme an erster Stelle selbst mitgearbeitet hat. Weniger zweckmäßig erscheinen dem Referenten die Ausführungen über Verlagerungshypothese und Röntgenforschung. Waren schon vorher gelegentlich Vorstellungen eingeführt worden, die durch die Forschungsergebnisse der letzten Jahre Änderungen erfahren mußten (z. B. die Betrachtung über Grenzschichten S. 110), so vermißt man noch mehr bei der Besprechung der röntgenographischen Ergebnisse die gerade hier so zwingenden rein geometrischen Beziehungen. Obwohl zahlreiche Laue-Photogramme mit normalen und verzerrten Beugungsflecken als der charakteristische Ausdruck von Metallpräparaten verschiedener Vorgeschichte diskutiert werden, ist doch an keiner Stelle die dem Laue-Diagramm zugrunde liegende Abbildungsgeometrie prinzipiell klargelegt. Gerade hier wird dem Leser klar, daß das Röntgenexperiment sofort jede Beweiskraft verliert, wenn ihm keine mathematische und physikalische Diskussion zuteil wird. — An einigen Stellen verläßt der Verfasser die referierende Darstellung und verfällt in eine polemische Behandlung einzelner physikalischer Fragen, wobei er sich mitunter in Gegensatz zu allgemein anerkannten Vorstellungen setzt (z. B. im Kapitel „Strukturtheoretisches" S. 201).

Die letzten Kapitel beschäftigen sich mit den technologischen Erfahrungen und theoretischen Grundlagen der Verfestigungs- und Fließvorgänge.

Es ist ein großer Vorzug des Buches, daß der Verfasser rückhaltlos seine persönliche Einstellung zu der von ihm seit vielen Jahren studierten Materie wiedergibt. Die Lektüre wirkt deshalb in jedem Teil anregend und ist geeignet, auch den rein praktisch Tätigen auf die Bedeutung der neuesten theoretischen Forschungen aufmerksam zu machen.

J. Leonhardt.

F. Klein, Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus. Dritte Auflage. 1. Bd. Arithmetik, Algebra, Analysis. Ausgearbeitet von E. Hellinger, für den Druck fertig gemacht und mit Zusätzen versehen von Fr. Seyfarth. Gr. 8°. XII u. 321 S., mit 125 Abbildungen. (= Bd. XIV der Sammlung „Grundlehren der math. Wiss. in Einzeldarstellungen mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungsgebiete".) Berlin, Julius Springer. 1924. M. 15.—, geb. M. 16.50.

Die gleichbetitelten, sehr bekannten Vorlesungen von F. Klein lagen bisher nur autographiert vor (1. und 2. Auflage); ihre, im wesentlichen unveränderte, Herausgabe in Buchform beginnt mit vorliegendem Band.

Die ursprüngliche Absicht war „den Fachvertretern der Mathematik an den höheren Schulen die Bedeutung ihrer akademischen Studien für ihre Berufstätigkeit, insbesondere was reine Mathematik angeht, in übersichtlicher Weise vor Augen zu stellen". Darüber hinaus aber ist dieser im besten Sinne anschaulich geschriebene, glänzende Überblick für jeden von höchstem Interesse, der sich mit Mathematik eingehender beschäftigt hat. Der vorliegende erste Band enthält eine mit zahlreichen Hinweisen auf die Anwendungen und auf den historischen Entwickelungsgang der Mathematik versehene Besprechung wichtiger Probleme der Arithmetik und Algebra, sowie der Differential- und Integralberechnung nebst einem Anhang über Mengenlehre und Zusätzen über Unterrichtsreform und über die Literatur.

Haupt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Köln Dr. Joseph Würschmidt zum ord. Professor der Physik an der National Universität in Tucuman (Argentinien). Harald G. Oddy zum ass. Professor der Chemie an der Universität von Florida.

Beurlaubt: Der a. o. Professor der Physik an der Universität Berlin Dr. Wilhelm Westphal an das Landerziehungsheim Schloßschule Salem (Baden).

Vom Lehramt zurück: Der ord. Honorarprofessor für Textilchemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Geh. Reg.-Rat Dr. Adolf Lehne.

Gesuche.

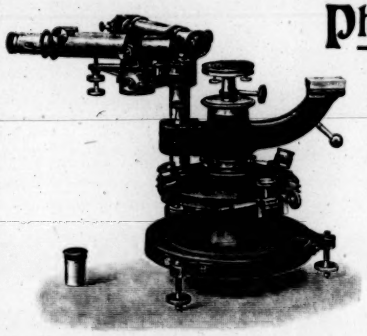
Physiker und Mathematiker

sucht, gestützt auf hervorragende Zeugnisse, Dauerstellung in einem wissenschaftlichen oder industriellen Unternehmen. Völlige Beherrschung der Darstellung physikalischer Vorgänge durch mathematische Methoden. Gediegene Behandlung von Patentangelegenheiten.

Angebote (auch ausländische) unter S. H. 640 an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) Leipzig.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz 4



Spektrometer.

Physikalische Apparate

Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch

Technologie der Maschinenbaustoffe

Von

Dr. ing. P. Schimpke

Professor an der Staatl. Gewerbeakademie Chemnitz

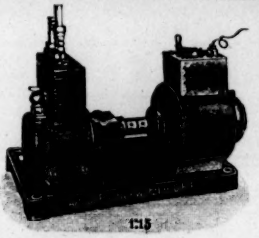
Fünfte Auflage. Mit 230 in den Text eingedruckten Abbildungen und auf 3 Tafeln. X und 395 Seiten mit Register. 8°. 1925. Ungeb. M. 13.—, Ganzleinenband M. 15.—

Inhalt: I. Stoffkunde: Grundsätzliches aus der Feuerungskunde. Das Eisen. Die Nichteisenmetalle. Die Legierungen. Sonstige technisch wichtige Rohstoffe. — II. Werkstoffprüfung: Prüfung des Eisens. Prüfung der Nichteisenmetalle und sonstigen technisch wichtigen Rohstoffe. Lieferungsvorschriften für Eisen. — III. Verarbeitung der Rohstoffe: Gießerei. Warmformgebung der Metalle. Kaltformgebung der Metalle. Zusammenfügungsarbeiten. — IV. Wirtschaftliches: Jahreserzeugung der Hauptindustrieländer an wichtigen Rohstoffen. Die deutsche Eisenindustrie. Die übrigen wichtigen Industrieländer. Preise von Rohstoffen, Halb- und Fertig-Erzeugnissen. Sachregister.

Trotz der infolge des reichen Stoffes notwendigen Kürze der Darstellung ist es dem Verfasser gelungen, nicht nur ein zur Einführung für den Studenten geeignetes Lehrbuch zu schaffen, sondern auch ein besonders für den Nichtspezialisten erwünschtes kleineres Nachschlagebuch, letzteres um so mehr, als zahlreiche Hinweise auf neuere Arbeiten mit Literaturangaben vorhanden sind.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Pfeiffer's



Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

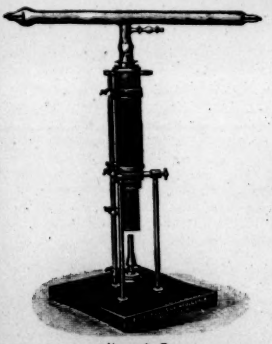
15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Zschr. 1922, pag. 463.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D.R.P. und Auslandspatente



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.